

УДК 621.385.632

От Редколлегии. Данный выпуск целиком посвящен 80-летнему юбилею члена редколлегии журнала, известного ученого в области электродинамики и электроники СВЧ, доктора физико-математических наук, профессора Виктора Анатольевича Солнцева (см. РЭ.2011. №1).

При подготовке этого выпуска было принято решение напечатать в нем первую научную работу В.А. Солнцева, опубликованную в журнале “Труды НИИ Минрадиопрома, вып. 1 (21) М., 1955” и написанную по результатам его дипломной работы, выполненной под руководством А.С. Тагера. Несмотря на давний срок выхода в свет и интенсивное развитие численных методов и программ моделирования, она не потеряла своей актуальности — заложенная в ней идея метода приближенного расчета сложных спиральных замедляющих систем и сейчас используется специалистами по лампам бегущей волны для оценки их характеристик. Что касается широкого круга читателей и специалистов в области электроники СВЧ, то эта работа им не знакома, поскольку была опубликована в практически недоступном издании.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИИ СПИРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ЗАМЕДЛЕНИЯ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ОПОРАМИ¹

© 2011 г. А. С. Тагер, В. А. Солнцев

Поступила в редакцию 13. 03.1954 г.

Рассмотрен вопрос о влиянии диэлектрических опорных деталей на замедление и дисперсию спиральной линии лампы с бегущей волной. Дан метод расчета замедления в спиральной линии при сложной конфигурации опорных диэлектрических деталей. Описана методика экспериментального исследования дисперсии в спиральной замедляющей системе. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными.

ВВЕДЕНИЕ

На параметры лампы с бегущей волной (ЛБВ) [1] (дисперсию спирали, коэффициент усиления и т.п.) существенное влияние оказывают диэлектрические опорные трубки или стержни, в которых крепится спиральная линия замедления.

Ввиду большого значения, которое приобретает этот вопрос при конструировании новых типов ЛБВ, представляет интерес разработка метода расчета спиральной замедляющей системы при различных способах крепления спирали, позволяющего с достаточной для практики точностью определить замедление и дисперсию в такой системе. В статье [1] был проведен расчет для случая, когда спираль крепится внутри одной диэлектрической трубки. На практике, однако, часто оказывается более удобным крепить спираль между несколькими диэлектрическими трубками или стержнями.

В данной работе рассматривается метод приближенного расчета таких систем, уточняется расчет работы [1], а также описывается методика и результаты экспериментального изучения замедления и дисперсии спиральных линий в сантиметровом и дециметровом диапазонах волн.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений замедления и дисперсии для этих линий

показывает, что примененный в работе метод может быть использован для количественного расчета параметров спиральных замедляющих систем.

1. РАСЧЕТ ЗАМЕДЛЕНИЯ В СПИРАЛИ ПРИ СЛОЖНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ОПОРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Рассмотрим замедление основной волны в спирали, укрепленной с помощью одного или нескольких диэлектрических элементов цилиндрической формы с произвольным поперечным сечением и осью, параллельной оси спирали. В частности, это могут быть диэлектрические трубки или стержни, между которыми зажимается спираль (рис. 1б, 1в). Точное решение задачи о распространении волн вдоль такой системы не представляется возможным, однако приближенный учет влияния диэлектрика на замедление основной волны может быть проведен путем сведения этой задачи к рассмотренному в статье [1] случаю распространения волн вдоль спирали, закрепленной внутри одной диэлектрической трубки (рис. 1а). Размеры этой трубки следует выбрать такими, чтобы ее влияние на замедление основной волны было эквивалентно влиянию опорных диэлектрических деталей рассматриваемой системы.

Для того чтобы это сделать, допустим, что влияние диэлектрика, помещаемого в ту или иную точку

¹ Работа напечатана в редакции, соответствующей правилам журнала.

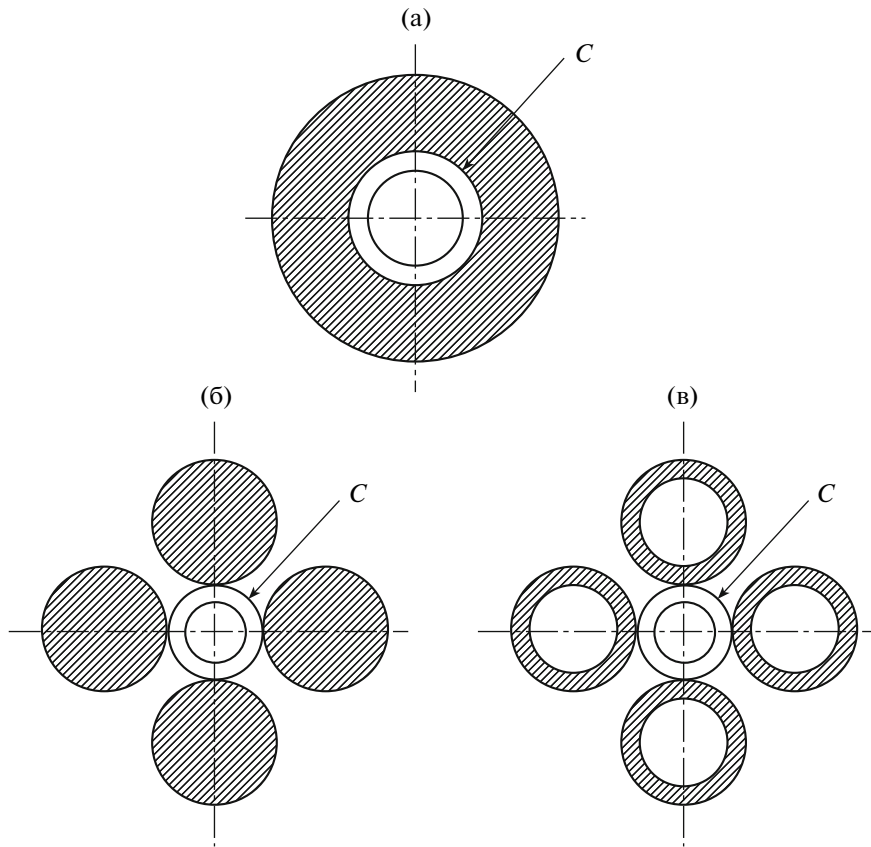


Рис. 1. Различные способы крепления спирали диэлектрическими трубками и стержнями, C — спираль.

пространства вокруг спирали, на замедление основной волны пропорционально напряженности «невозмущенного» электрического поля в этой точке. Это допущение приводит, естественно, к определенным погрешностям, связанным с искажением электрического поля при внесении в него диэлектрических деталей, однако, как показывает экспериментальная проверка (см. п. 2), эти погрешности невелики.

В указанном приближении влияние диэлектрика на фазовую скорость основной волны в системах цилиндрического типа характеризуется величиной интеграла

$$\Gamma = \int_{(s)} \Psi \rho ds, \quad (1)$$

где Ψ — функция, описывающая распределение электрического поля в сечении s , перпендикулярном оси спирали, ρ — функция распределения вещества диэлектрика в том же сечении. При этом системы, отличающиеся различной формой, числом и расположением диэлектрических деталей, оказываются эквивалентными в отношении величины замедления основной волны, если равны соответствующие интегралы (1).

Для основной волны имеем

$$\Psi = \Psi(r), \quad (2)$$

поэтому выражение (1) можно записать в виде

$$\Gamma = \int_0^{\infty} \Psi P(r) r dr. \quad (3a)$$

Здесь

$$P(r) = \int_0^{2\pi} \rho(r, \varphi) d\varphi \quad (3б)$$

— функция, характеризующая распределение вещества диэлектрика вдоль радиуса r ($r = 0$ на оси спирали). Изменение электрического поля вдоль радиуса в «невозмущенной» системе описывается модифицированными функциями Бесселя: $K_1(\gamma r)$ для составляющих E_r и E_φ и $K_0(\gamma r)$ для оставляющей E_z . Здесь $\gamma = \sqrt{\beta^2 - k^2}$ — радиальная постоянная распространения основной волны в спирали, $\beta = \omega/v$ — постоянная распространения основной волны, ω — круговая частота, v — фазовая скорость основной волны в замедляющей системе, $k = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ — постоянная распространения

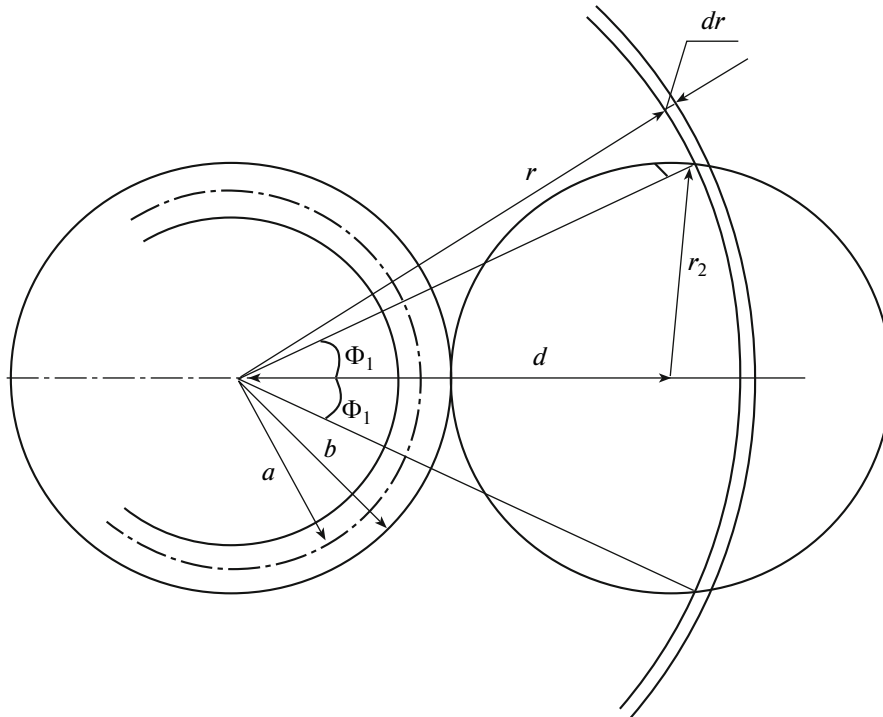


Рис. 2. К вычислению функции $P(r)$ для стержня.

волны в вакууме, ϵ_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная постоянные вакуума.

В обычных конструкциях ЛБВ имеем $\gamma a > 1$ (a – средний радиус спирали) и так как в области крепящих деталей $r > a$, то $\gamma r > \gamma a > 1$. При этом $K_0(\gamma r) \approx K_1(\gamma r)$. С другой стороны, при $\gamma r \ll 1$ и $\beta \rightarrow k$ [3]

$$\left| \frac{E_z}{E_r} \right| \sim \frac{\gamma}{\beta} < 1 \quad \text{и} \quad |E| \sim K_1(\gamma r).$$

Поэтому в общем случае с достаточной для практики точностью можно положить $\Psi(r) = K_1(\gamma r)$. При этом интеграл (3а) принимает вид

$$\Gamma = \int_0^{\infty} K_1(\gamma r) P(r) r dr. \quad (4)$$

Функция $P(r)$ может быть легко вычислена для применяемых на практике конструкций. Рассмотрим, например, две наиболее часто встречающиеся системы:

- 1) спираль закреплена внутри одной диэлектрической трубки (рис. 1а);
- 2) спираль заключена между несколькими диэлектрическими стержнями (рис. 1б) или трубками (рис. 1в).

В первом случае имеем

$$P_0(r) = \int_0^{2\pi} \rho(r, \varphi) d\varphi = \begin{cases} 2\pi & \text{при } R_1 < r < R_2; \\ 0 & \text{при } r < R_1, r > R_2. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь R_2 и R_1 – внешний и внутренний радиусы эквивалентной трубки, окружающей спираль.

Во втором случае вычислим предварительно функцию $P_1(r)$ для одного стержня, прилегающего к спирали (рис. 2, d – радиус расположения центра стержня). Рассмотрим кольцо радиуса r , толщина которого dr . Количество диэлектрика, заключенного в части кольца, пересекающей стержень, пропорционально величине

$$\int_{-\Phi_1}^{\Phi_1} r dr d\varphi = 2r\Phi_1 dr = P_1 dr. \quad (6)$$

Из геометрических соображений

$$\Phi_1 = \arccos \frac{r^2 + d^2 - r_2^2}{2rd}, \quad (7)$$

откуда для функции распределения $P_1(r)$ для стержня находим

$$P_1(r) = 2r \arccos \frac{r^2 + d^2 - r_2^2}{2rd}. \quad (8)$$

Аналогично определяется функция P_1 для трубки с внутренним радиусом r_1 и внешним r_2 (рис. 1в и рис. 2):

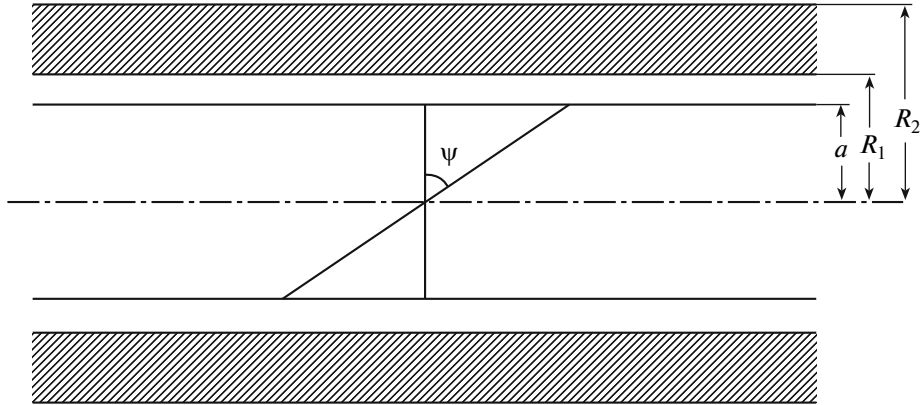


Рис. 3. Схема спирали, помещенной в диэлектрическую трубку.

$$P_1(r) = \begin{cases} 2r \arccos \frac{r^2 + d^2 - r_2^2}{2rd} & \text{при } d - r_2 \leq r \leq d - r_1, d + r_1 \leq r \leq d + r_2; \\ 2r \left[\arccos \frac{r^2 + d^2 - r_2^2}{2rd} - \arccos \frac{r^2 + d^2 - r_1^2}{2rd} \right] & \text{при } d - r_1 \leq r \leq d + r_1. \end{cases} \quad (9)$$

В случае, когда спираль зажата в нескольких диэлектрических стержнях или трубках, для определения функции распределения $P_n(r)$ системы достаточно суммировать функции $P_1(r)$, определяемые выражениями (8) и (9) для всех трубок. Если, например, имеется n одинаковых стержней или трубок, то

$$P_n(r) = nP_1(r). \quad (10)$$

В соответствии со сказанным выше для определения размеров эквивалентной диэлектрической трубки, заменяющей при расчете замедления реальную систему опорных деталей, необходимо приравнять интеграл Γ для рассматриваемой системы выражению

$$\Gamma = 2\pi \int_{R_1}^{R_2} r K_1(\gamma r) dr, \quad (11)$$

где R_1 – внутренний радиус эквивалентной трубки, который может быть принят равным внешнему радиусу спирали, R_2 – внешний радиус трубки.

Полученное таким образом уравнение позволяет определить толщину эквивалентной трубки ($R_2 - R_1$), обеспечивающей на заданной частоте то же замедление, которое имеет место в рассматриваемой системе.

Так, например, для системы из n одинаковых диэлектрических трубок, между которыми зажимается спираль, указанное уравнение запишется в виде

$$\int_{\gamma R_1}^{\gamma R_2} x K_1(x) dx = \frac{n}{\pi} \left[\int_{\gamma(d-r_2)}^{\gamma(d+r_2)} x K_1(x) \arccos \frac{x^2 + \gamma^2(d^2 - r_2^2)}{2\gamma x d} dx - \int_{\gamma(d-r_1)}^{\gamma(d+r_1)} x K_1(x) \arccos \frac{x^2 + \gamma^2(d^2 - r_1^2)}{2\gamma x d} dx \right]. \quad (12)$$

Как показывает расчет, толщина эквивалентной трубки уменьшается с ростом частоты. Физически это следует из того, что с ростом частоты поля “сжимаются” вокруг спирали и поэтому внешние части кварцевых трубок, укрепляющих спираль, не влияют на замедление, т.е. общее количество диэлектрика как бы уменьшается.

Таким образом, описанный выше метод позволяет свести задачу расчета замедления в спиральной линии при произвольной цилиндрической системе крепления спирали к задаче расчета замедления в спирали, заключенной внутри диэлектрической трубки. При расчете такой системы в работе [1] спираль заменялась анизотропно проводящим цилиндром, радиус которого равен среднему радиусу спирали. Внутренний радиус диэлектрической трубки также принимался равным среднему радиусу спирали. При этом не учитывалась толщина провода спирали, в результате чего расчетные значения замедления оказались завышенными.

Для более точного расчета замедления необходимо рассмотреть систему, в которой внутренний радиус трубки равен или несколько больше (в зависимости от конструкции линии) внешнего радиуса спирали, так что между спиральным цилиндром и трубкой имеется зазор (рис. 3).

Расчет такой системы может быть проведен по схеме работы [1]. Поэтому, не останавливаясь здесь

на самом расчете, подробно изложенном в [5], приведем его окончательные результаты.

Дисперсионное уравнение для постоянной распространения γ имеет вид

$$(k \operatorname{ctg} \psi)^2 = (\gamma a)^2 \frac{I_0(\gamma a) K_0(\gamma a)}{I_1(\gamma a) K_1(\gamma a)} \Delta_1^2, \quad (13)$$

где ψ – угол подъема спирали, см. рис. 3,

$$\Delta_1^2 = \left(1 + \frac{I_0(\gamma a)}{K_0(\gamma a)} \frac{1}{\{3\}}\right) \left(1 - \frac{I_1(\gamma a)}{K_1(\gamma a)} \frac{1}{\{4\}}\right)^{-1}, \quad (14)$$

$$\{3\} = \left[\frac{I_0(\gamma_d R_1) + \{1\} K_0(\gamma_d R_1) \varepsilon_0 \gamma_d}{I_1(\gamma_d R_1) - \{1\} K_1(\gamma_d R_1) \varepsilon_d \gamma} I_1(\gamma R_1) - I_0(\gamma R_1) \right] \times \quad (15)$$

$$\times \left[\frac{I_0(\gamma_d R_1) + \{1\} K_0(\gamma_d R_1) \varepsilon_0 \gamma_d}{I_1(\gamma_d R_1) - \{1\} K_1(\gamma_d R_1) \varepsilon_d \gamma} K_1(\gamma R_1) + K_0(\gamma R_1) \right]^{-1},$$

$$\{4\} = \left[\frac{I_0(\gamma_d R_1) + \{2\} K_0(\gamma_d R_1) \gamma_d}{I_1(\gamma_d R_1) - \{2\} K_1(\gamma_d R_1) \gamma} I_1(\gamma R_1) - I_0(\gamma R_1) \right] \times \quad (16)$$

$$\times \left[\frac{I_0(\gamma_d R_1) + \{2\} K_0(\gamma_d R_1) \gamma_d}{I_1(\gamma_d R_1) - \{2\} K_1(\gamma_d R_1) \gamma} \times \right. \\ \left. \times K_1(\gamma R_1) + K_0(\gamma R_1) \right]^{-1},$$

$$\{1\} = \left[\frac{\varepsilon_d \gamma}{\varepsilon_0 \gamma_d} \frac{K_0(\gamma R_2)}{K_1(\gamma R_2)} I_1(\gamma_d R_2) + I_0(\gamma_d R_2) \right] \times \quad (17)$$

$$\times \left[\frac{\varepsilon_d \gamma}{\varepsilon_0 \gamma_d} \frac{K_0(\gamma R_2)}{K_1(\gamma R_2)} K_1(\gamma_d R_2) - K_0(\gamma_d R_2) \right]^{-1},$$

$$\{2\} = \left[\frac{\gamma}{\gamma_d} \frac{K_0(\gamma R_2)}{K_1(\gamma R_2)} I_1(\gamma_d R_2) + I_0(\gamma_d R_2) \right] \times \quad (18)$$

$$\times \left[\frac{\gamma}{\gamma_d} \frac{K_0(\gamma R_2)}{K_1(\gamma R_2)} K_1(\gamma_d R_2) - K_0(\gamma_d R_2) \right]^{-1}.$$

Здесь $\varepsilon = \varepsilon_d / \varepsilon_0$ отношение диэлектрических постоянных среды и вакуума, $\gamma_d = \sqrt{\beta^2 - k_d^2}$ – радиальная постоянная распространения основной волны в области диэлектрика, $k_d^2 = \varepsilon_d k^2$.

При отсутствии диэлектрика ($\varepsilon_d = \varepsilon_0$, $\gamma_d = \gamma$) имеем $\Delta_1^2 = 1$ и уравнение (13) переходит в дисперсионное уравнение для свободной спирали без диэлектрика.

Выражение для Δ_1^2 можно упростить, принимая во внимание, что при большом замедлении ($v^2 \ll c^2$) $\gamma_d = \gamma$. При этом $\{2\} \rightarrow \infty$, $\{4\} \rightarrow -\infty$ и

$$\Delta_1^2 \rightarrow \Delta_{II}^2 = 1 + \frac{I_0(\gamma a)}{\{3\}' K_0(\gamma a)}, \quad (19a)$$

где

$$\{3\}' = \left[\frac{I_1(\gamma R_1) K_1(\gamma R) I_0(\gamma R_1) + \{1\}' K_0(\gamma R_1)}{K_1(\gamma R_1) K_0(\gamma R) I_1(\gamma R_1) - \{1\}' K_1(\gamma R_1)} - \quad (19b)$$

$$- \varepsilon \frac{I_0(\gamma R_1)}{K_0(\gamma R_1)} \left[\frac{K_1(\gamma R_1) I_0(\gamma R_1) + \{1\}' K_0(\gamma R_1)}{K_0(\gamma R_1) I_1(\gamma R_1) - \{1\}' K_1(\gamma R_1)} + \varepsilon \right]^{-1},$$

$$\{1\}' = \frac{1}{\varepsilon - 1} \left[\frac{I_0(\gamma R_2)}{K_0(\gamma R_2)} + \varepsilon \frac{I_1(\gamma R_2)}{K_1(\gamma R_2)} \right]. \quad (19b)$$

При $(\gamma a) > 2$ уравнение (13) можно еще более упростить, заменив цилиндрические функции их асимптотическими выражениями [1]. Полагая, кроме того, $\gamma \approx \beta$, находим вместо (13)

$$\frac{k^2}{\beta^2} \operatorname{ctg}^2 \psi = 1 - \exp[-2\beta(R_1 - a)] \times \quad (20)$$

$$\times \frac{(\varepsilon^2 - 1) \exp[2\beta(R_2 - R_1)] - 1}{(\varepsilon + 1)^2 \exp[2\beta(R_2 - R_1)] - (\varepsilon - 1)^2}.$$

При большой толщине зазора ($R_1 - a$) и малой толщине трубки ($R_2 - R_1$) (рис. 3) влияние диэлектрика на поле спирали становится незначительным и уравнение (20) нельзя применять, так как величина поправочного члена, учитывающего влияние диэлектрика, становится меньше ошибки, появляющейся при замене цилиндрических функций их асимптотическими выражениями. Качественный ход зависимости замедления c/v от параметра γa представлен графически на рис. 4.

На этом рисунке кривая 1 характеризует дисперсию в спирали при отсутствии диэлектрика (см. например, работы [2–4]). Кривая 2 соответствует случаю $R_1 = a$ (спираль из очень тонкого провода), рассмотренному в [1]. Наконец, кривая 3 показывает вид дисперсионной характеристики при $R_1 \neq a$, определяемой уравнением (13). Особенностью этой кривой является наличие максимума замедления при некотором значении $\gamma a = (\gamma a)_{\text{опт}}$ и аномальная дисперсия (увеличение фазовой скорости волны с увеличением частоты) при $\gamma a > (\gamma a)_{\text{опт}}$. Физический смысл этого явления очевиден: на больших частотах электромагнитное поле, «сжимаясь» вокруг спирали, сосредоточивается в зазоре между диэлектриком и спиралью, влияние диэлектрика на замедление уменьшается и фазовая скорость основной волны возрастает, приближаясь к $c \operatorname{tg} \psi$.

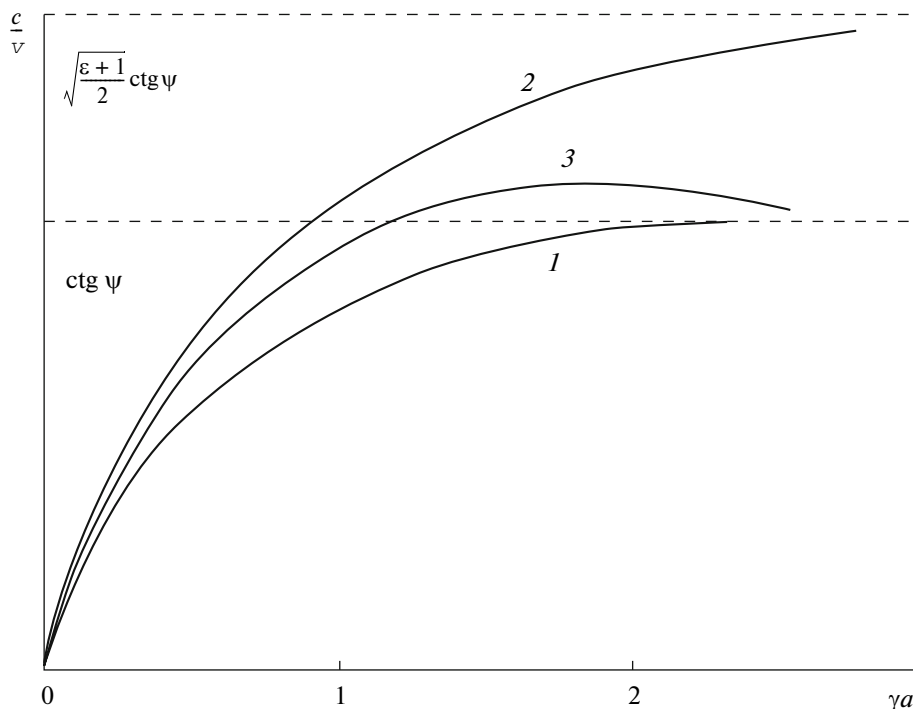


Рис. 4. Качественный ход кривых дисперсии: 1 — дисперсионная кривая свободной спирали; 2 — дисперсионная кривая спирали, окруженной диэлектрической трубкой, внутренний радиус которой равен среднему радиусу спирали; 3 — дисперсионная кривая спирали, окруженной диэлектрической трубкой, внутренний радиус которой больше среднего радиуса спирали.

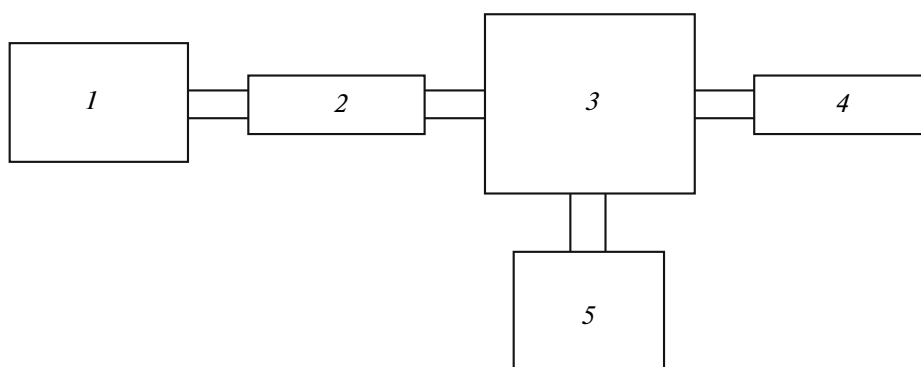


Рис. 5. Блок-схема установки для измерения дисперсии в спиральной линии: 1 — генератор сигнала; 2 — согласующее устройство; 3 — измерительная линия со спиралью; 4 — эквивалент антенны; 5 — микроамперметр.

Следует отметить, что вблизи максимума фазовая скорость волны незначительно изменяется с частотой, так что диэлектрическая трубка может как увеличивать дисперсию (на очень малых или очень больших частотах), так и уменьшать ее в области $\gamma a = (\gamma a)_{\text{опт}} \approx 1 \dots 3$.

2. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ДИСПЕРСИИ В СПИРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Измерения замедления и дисперсии в спиральной линии производились путем снятия зондовым

методом эпюры стоячих волн, по которой определялась длина замедленной волны в системе λ_g . Блок-схема установки приведена на рис. 5. Высоко-частотная мощность от генератора сигнала типа LMS-551 (1) через согласующее устройство (2) поступает в спиральную линию, представляющую собой спираль, закрепленную в диэлектрических трубках и окруженную металлическим цилиндром. Диаметр внешнего цилиндра выбирается достаточно малым, чтобы не допустить распространения в линии высших типов волн. Спиральная линия укрепляется в специальном станке (3) с перемещающейся вдоль линии кареткой, на которой укреп-

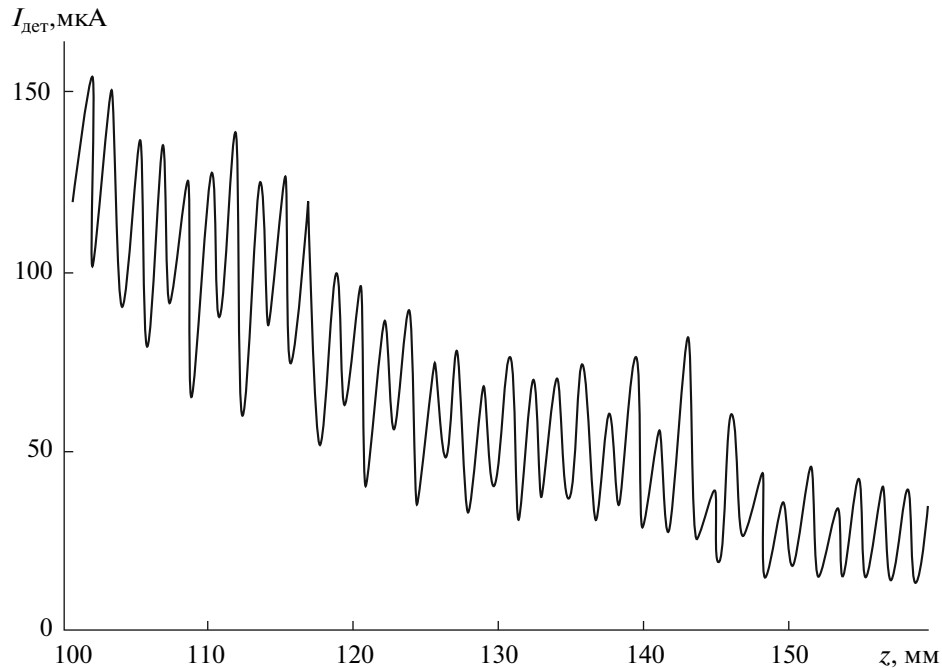


Рис. 6. Картина стоячих волн вдоль спиральной линии замедления

ляется зондовая головка. Вдоль внешнего цилиндра спиральной линии прорезана щель, через которую вводится зонд. Отсчет положения зонда производится с точностью 0.05 мм.

Продетектированный сигнал с зондовой головки подается на гальванометр или чувствительный микроамперметр (5). Следует отметить, что глубина погружения зонда при измерении поля в спирали должна быть значительно большей, чем при измерении поля в обычной коаксиальной линии, поскольку в спиральной линии напряженность поля убывает при удалении от внутреннего проводника значительно резче, чем в обычной коаксиальной линии. Очевидно, что увеличение длины зонда в спиральных линиях не приводит к увеличению его шунтирующего действия, коль скоро отношение мощности, отбираемой на зонд, к мощности, протекающей в линии, остается достаточно малым.

Типичная картина распределения поля вдоль спирали, снятая квадратичным зондом, изображена на рис. 6. Как видно из этого рисунка, вдоль всей спирали наблюдаются стоячие волны, наличие которых позволяет определять длину волны в системе. Существование стоячих волн по всей длине спирали является несколько неожиданным.

Этот эффект нельзя объяснить отражениями от ее концов, так как исследованные спирали изготовлялись из константановой проволоки и имели значительное затухание (0.6...1.0 дБ/см при полной длине спирали 22...30 см). По-видимому, появление отраженных волн связано с наличием незначитель-

ных неоднородностей по длине спирали (разброс по величине шага, изменение толщины и сопротивления провода, неоднородности в диэлектрических трубках и т.п.). Вопрос о причинах возникновения местных отражений в линиях замедления и их влияния на параметры ламп с бегущей волной является весьма существенным как с теоретической, так и с практической точек зрения. Не исключено, что такие параметры, как измеряемая величина затухания линии замедления, величина внутренней обратной связи в лампах с бегущей волной, в большей или меньшей степени зависят от местных отражений.

Высокая чувствительность зондового метода позволяет использовать его для индикации отражений от неоднородностей, искусственно вносимых в линию замедления, например, для контроля отражений от поглощающих веществ, наносимых на небольшой участок линии замедления с целью создания местного затухания.

Эффективность применения метода для этой цели иллюстрируется рис. 7, на котором приведена картина стоячих волн вдоль спирали при плохом согласовании участка спирали, покрытого слоем аквадага, с рабочей частью спиральной линии.

Определение длины волны в спиральной линии осложняется наложением основной замедленной волны в спирали на аperiodические местные волны, возникающие вблизи неоднородностей.

На рис. 8а изображена картина поля в измерительной линии при наличии только одной замедленной волны, а на рис. 8б — распределение поля

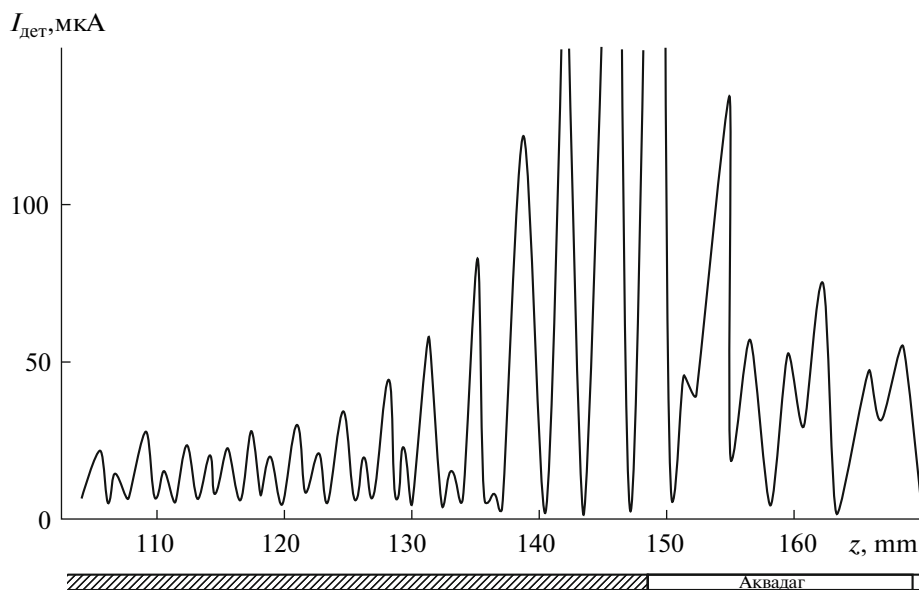


Рис. 7. Картина стоячих волн вдоль спирали, небольшой участок которой покрыт слоем аквадага.

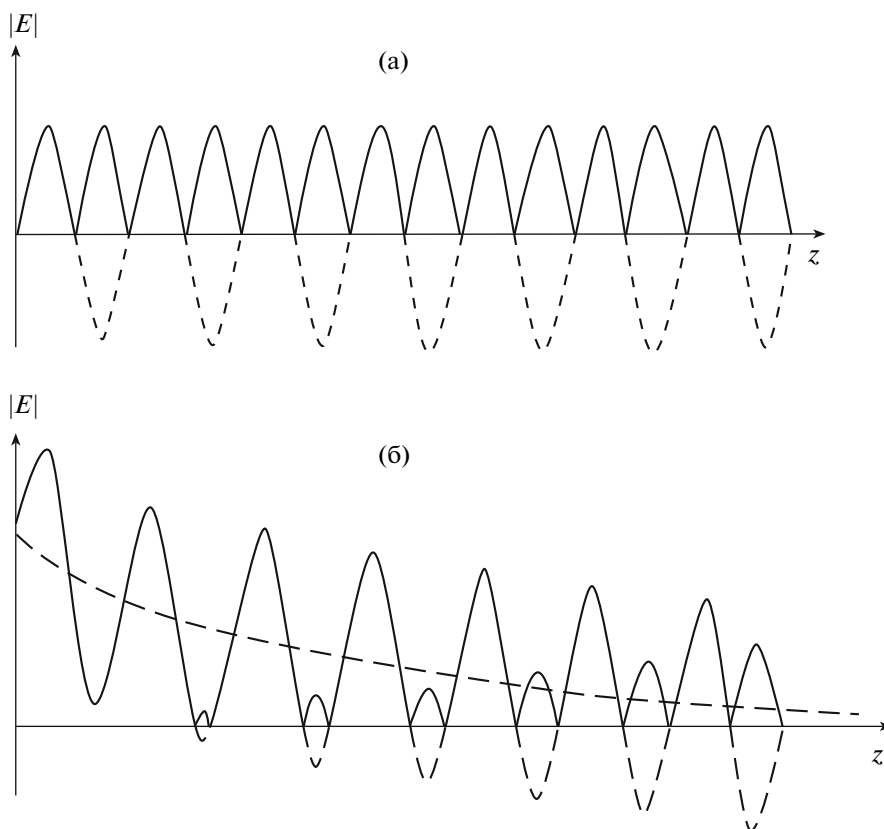


Рис. 8. Схематическое изображение распределения модуля электрического поля $|E|$ по длине z спирали при наличии одной замедленной волны (а) и при наличии местных волн (б).

при наложении на замедленную волну местных волн вблизи неоднородности. Как видно из рисунка, картина поля в последнем случае значительно усложняется, расстояние между соседними мини-

мумами может оказаться равным не $\lambda_g/2$, а λ_g или промежуточной величине (см. также рис. 7).

Поэтому для избежания ошибок в определении длины волны необходимо, во-первых, снимать кар-

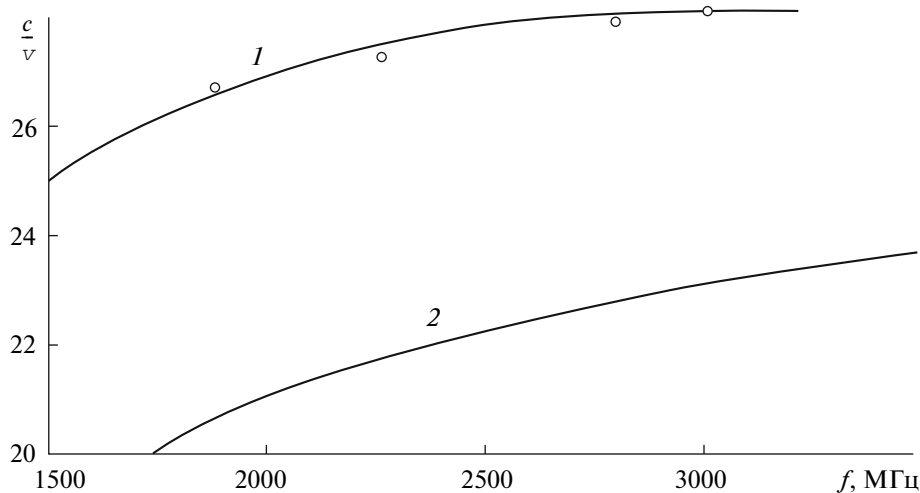


Рис. 9. Расчетные дисперсионные кривые и экспериментальные значения замедления для спирали, помещенной внутри диэлектрической трубки: 1 – дисперсионная кривая, рассчитанная по формулам (13)–(20); 2 – дисперсионная кривая свободной спирали; кружки – экспериментальные точки.

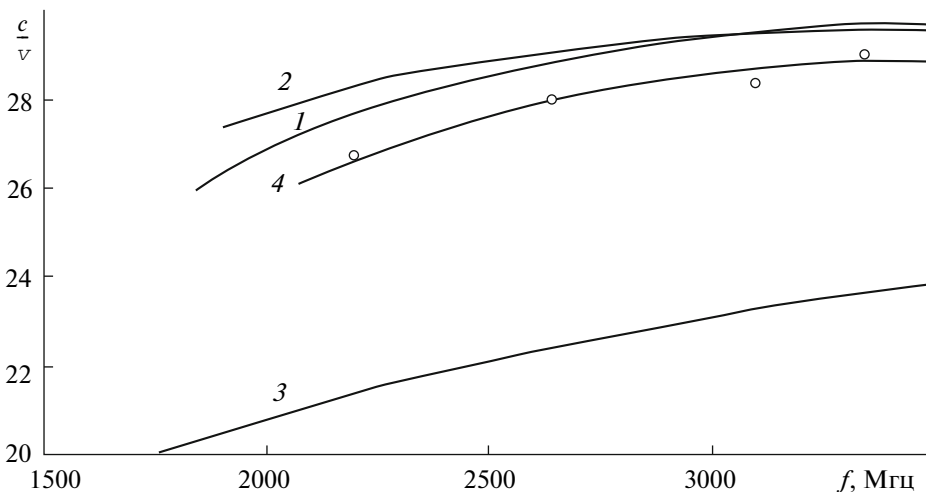


Рис. 10. Расчетные дисперсионные кривые и экспериментальные значения замедления для спирали, укрепленной между четырьмя диэлектрическими трубками: 1 – дисперсионная кривая, рассчитанная по формулам (12), (13), (19а) без учета изменения толщины эквивалентной трубки по диапазону; 2 – дисперсионная кривая, рассчитанная учетом изменения толщины эквивалентной трубки по диапазону; 3 – дисперсионная кривая свободной спирали. Экспериментальные точки отмечены кружками (кривая 4).

тину поля вдали от резких неоднородностей (например, от концов спирали) и, во-вторых, измерять длины волн на участке, включающем не менее 8...10 волн. При этом погрешность определения λ_g может быть сделана меньшей 2%.

Результаты измерений дисперсии для трех различных спиральных линий замедления представлены на рис. 9–11. Там же для сравнения приведены теоретические кривые, рассчитанные по формулам настоящей статьи и по формулам работы [3], в которой не учитывается наличие диэлектрических деталей.

На рис. 9 изображены дисперсионные характеристики спирали, помещенной в одну диэлектрическую трубку. Кривая 1 построена по формуле (13), в которой множитель Δ определяется выражением (19а). Кривая 2 построена по формуле (Б22) работы [3]. Экспериментальные точки обозначены кружками.

На рис. 10 приведены дисперсионные характеристики той же спирали, зажатой между четырьмя кварцевыми трубками. Кривая 1 рассчитывалась путем сведения четырех трубок к одной на частоте 3000 МГц по формуле (12) и вычисления замедления по формулам (13) и (19а). Кривая 2 рассчитыва-

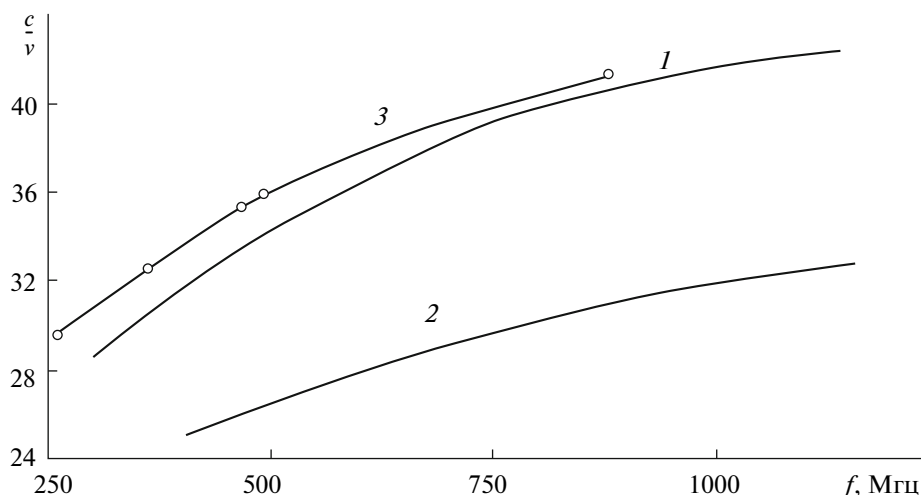


Рис. 11. То же, что рис. 10, но с другими геометрическими размерами и в другом диапазоне волн: 1— дисперсионная кривая, рассчитанная по формулам (12), (13), (19а); 2— дисперсионная кривая свободной спирали. Экспериментальные точки отмечены кружками (кривая 3).

лась также по формулам (12), (13) и (19а), но с учетом изменения толщины эквивалентной трубки в зависимости от частоты. Кривая 3 дает дисперсионную характеристику спирали без диэлектрика. Кривая 4 проведена через экспериментальные точки.

На рис. 11 приведены дисперсионные характеристики спирали с другими геометрическими размерами, закрепленной в четырех кварцевых трубках. Кривая 1 на этом рисунке рассчитана по формулам (12), (13), (19а). Кривая 2 рассчитана без учета диэлектрика. Кривая 3 проведена через экспериментальные точки.

Сопоставление теоретических кривых с экспериментальными данными показывает, что, несмотря на ряд допущений, сделанных при выводе расчетных формул, применяемый метод расчета спиральных

линий замедления дает удовлетворительную точность.

Следует отметить, что при расчете дисперсионной кривой в не очень большом диапазоне частот изменением толщины эквивалентной трубки с частотой можно пренебречь, что значительно облегчает практические расчеты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тагер А. С. // Труды НИИ. 1952. вып. 1 (9).
2. Лошаков Л. Н., Ольдерогге Е. Б. // Радиотехника. 1948. Т. 3. № 2. С. 11.
3. Лампа с бегущей волной/Под ред. Овчарова В. Т. М.: Сов. радио, 1952
4. Струтинский Н. И. // Труды НИИ. 1951. вып. 1 (4).
5. Солнцев В. А., Тагер А. С. // Отчет по теме № 167. М.: НИИ, 1953.