

Ю. Н. ПОЛУХИН, Н. М. ГАЛДИНА, А. И. РОМАНОВ

## К АНАЛИЗУ РЕЗОНАНСНЫХ ФЕРРИТОВЫХ УСТРОЙСТВ НА ДВУХСВЯЗНЫХ ЛИНИЯХ С РЕАКТИВНЫМИ ШЛЕЙФАМИ

В ряде ферритовых СВЧ устройств на двухсвязных линиях передачи для обеспечения эффективной невязанной связи ферритового образца с электромагнитным полем используется крестообразное сочленение основной линии с двумя шлейфами, имеющими реактивные входные проводимости противоположного знака [1—4] (рис. 1а). Наличие шлейфов приводит к возбуждению в системе составляющей магнитного поля, продольной относительно направления передачи энергии с сдвинутой по фазе на  $\frac{\pi}{2}$  относительно поперечной составляющей. Благодаря этому при правильном выборе входных проводимостей шлейфов результирующее магнитное поле в сочленении имеет круговую поляризацию. Необходимые величины входных проводимостей шлейфов обеспечиваются подбором их длин и нагрузок (короткое замыкание, холостой ход, сосредоточенная индуктивность или емкость). Из таких устройств известны вентили [1—3], использующие поликристаллические ферриты, и невязанные режекторные фильтры на монокристаллах феррогранатов [4].

Реакция ферритового образца приводит к перераспределению электромагнитного поля в сочленении. При этом для расчета параметров устройства необходимо рассматривать взаимодействие спиновой системы с возмущенным полем сочленения. Однако частотные характеристики устройства в значительной степени определяются характеристиками сочленения, и анализ последних позволяет оценить широкополосность устройства. С этой точки зрения представляет интерес рассмотрение частотных характеристик сочленения без учета реакции феррита на поле в нем.

Исходным условием при разработке рассматриваемых устройств является условие существования в сочленении магнитного поля круговой поляризации, вытекающее из рассмотрения эквивалентной схемы сочленения. Если пренебречь влиянием неоднородности, обусловленной изменением поперечных размеров линии

в области сочленения, что для практически используемых линий допустимо в дециметровом и более длинноволновых диапазонах [5], то эквивалентную схему сочленения можно представить в виде параллельного соединения входных проводимостей шлейфов  $Y_1$  и  $Y_2$  и проводимости нагрузки, пересчитанной к сочленению,  $Y_n$  (рис. 1б). При этом комплексные амплитуды составляющих поля в сочленении можно записать в виде:

$$\left. \begin{aligned} \dot{H}_x &= R (\dot{I}_n + \dot{I}_1 + \dot{I}_2) = RUY_0 (\dot{Y}_n + \dot{Y}_1 + \dot{Y}_2), \\ \dot{H}_y &= H_{y2} - \dot{H}_{y1} = R (\dot{I}_2 - \dot{I}_1) = RUY_0 (\dot{Y}_2 - \dot{Y}_1), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $R$  — коэффициент, зависящий от конструкции линии и координатной точки, в которой определяется поле,

$I_n, I_i$  — комплексные амплитуды токов нагрузки и  $i$ -го шлейфа ( $i=1, 2$ ) соответственно,

$U$  — разность потенциалов между проводниками линии,

$y_i = \frac{Y_i}{Y_0}$  — входная проводимость  $i$ -го шлейфа, нормированная к волновой проводимости основной линии,

$y_n = \frac{Y_n}{Y_0}$  — нормированная проводимость нагрузки, пересчитанная к сочленению.

$Y_0$  — волновая проводимость основной линии.

С учетом (1) условие существования в сочленении поля круговой поляризации запишется в виде:

$$\dot{y}_2 - \dot{y}_1 = \mp i (\dot{y}_n + \dot{y}_1 + \dot{y}_2), \quad (2)$$

где верхний знак соответствует поляризации правого, а нижний — левого относительно положительного направления оси вращения. Если нагрузка согласована ( $y_n = 1$ ), а шлейфы имеют реактивные входные проводимости ( $y_i = iI_m y_i = i y_i$ ), то условие (2) сводится к двум равенствам:

$$\left. \begin{aligned} y_1 - y_2 &= \pm 1, \\ y_1 + y_2 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

откуда следует:

$$y_1 = -y_2 = \pm \frac{1}{2}. \quad (4)$$

В известных работах по ферритовым устройствам с реактивными шлейфами (см., например, [2, 3]) условие существования поля круговой поляризации в двухшлейфной конструкции не рассматривается, однако считается, что как и в одношлейфном устройстве модули входных проводимостей шлейфов должны равняться волновой проводимости основной линии. Согласно (4) круговая поляризация поля в двухшлейфном сочленении обеспечивается при равенстве реактивных входных проводимостей шлейфов половине волновой проводимости основной линии, взя-

той со знаком + для одного шлейфа и знаком — для другого. Второе из равенств (3), являющееся при  $y_n = 1$  условием согласования сочленения, автоматически обеспечивается при выполнении условия существования в сочленении поля круговой поляризации. В то же время согласование сочленения является необходимым, но недостаточным условием для создания поля круговой поляризации.

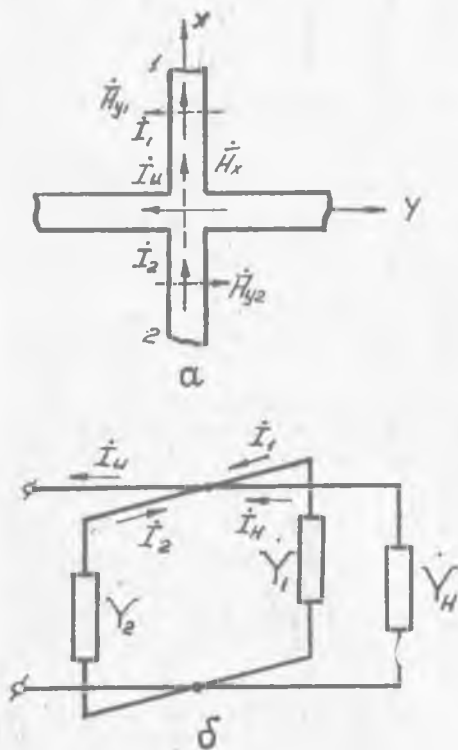


Рис. 1. Схематическая конструкция сочленения *a* и его эквивалентная схема *b*.

ной зависимости суммы  $y_1 + y_2$ , которая при идеальном согласовании обращается в нуль. Если пренебречь влиянием неоднородности, обусловленной изменением поперечных размеров линии в области сочленения и считать нагрузку согласованной ( $y_n = 1$ ), то коэффициент отражения  $\Gamma$ , его модуль  $|\Gamma|$  и коэффициент стоячей волны  $K$  сочленения выразятся через  $y_1 + y_2$  следующим образом:

$$\Gamma = \frac{1 - (y_n + y_1 + y_2)}{1 + (y_n + y_1 + y_2)} = -(y_1 + y_2) \frac{(y_1 + y_2) + 2i}{(y_1 + y_2)^2 + 4}$$

Входные проводимости обоих шлейфов рассматриваемого сочленения, как и всякого реактивного отрезка линии передачи, в любом частотном интервале между точками разрыва (в которых  $y_i = \pm \infty$ ) растут с увеличением частоты, поэтому выполнение условий (3) и (4) возможно только на одной частоте. При расстройке от этой частоты коэффициент отражения сочленения растёт, а поляризация поля становится эллиптической. Рабочая полоса частот, в пределах которой коэффициент отражения не превышает допустимой величины, а поляризация поля близка к круговой, определяется скоростью изменения с частотой величин  $y_1$  и  $y_2$ .

О широкополосности согласования сочленения можно судить по частот-

$$|\dot{\Gamma}| = \frac{|y_1 + y_2|}{\sqrt{(y_1 + y_2)^2 + 4}}; \quad (5)$$

$$K = \frac{1 + |\dot{\Gamma}|}{1 - |\dot{\Gamma}|} = \frac{\sqrt{(y_1 + y_2)^2 + 4} + |y_1 + y_2|}{\sqrt{(y_1 + y_2)^2 + 4} - |y_1 + y_2|}. \quad (6)$$

Значения суммы  $y_1 + y_2$ , при которых  $K$  не превышает допустимой величины  $K_{\text{доп}}$ , определяются соотношением:

$$|y_1 + y_2| \leq \frac{K_{\text{доп}} - 1}{\sqrt{K_{\text{доп}}}}.$$

Частный вид формул (5) и (6) для сочленения с двумя короткозамкнутыми шлейфами приводится в работе [2].

Интенсивность невязимной связи феррита с СВЧ полем зависит от поляризации магнитной составляющей этого поля. Как известно, поле эллиптической поляризации можно представить в виде суммы полей круговой поляризации правого и левого вращения, комплексные амплитуды и модули которых определяются выражениями:

$$\dot{H}_{\pm} = \frac{1}{2} (\dot{H}_x \pm i\dot{H}_y), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} |\dot{H}_{\pm}| &= \frac{1}{2} \sqrt{(\dot{H}_x \pm i\dot{H}_y)(\dot{H}_x \mp i\dot{H}_y)} = \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{|\dot{H}_x|^2 + |\dot{H}_y|^2 \pm 2|\dot{H}_x||\dot{H}_y|\sin\varphi}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $H_x$ ;  $H_y$  — комплексные амплитуды декартовых составляющих эллиптически поляризованного поля,  $\varphi = \text{Arg } H_x - \text{Arg } H_y$  — разность фаз этих составляющих.

В (7) и (8) верхние знак и индекс соответствуют поляризации правого, а нижние — левого относительно положительного направления оси  $z$  вращения. Для характеристики поляризации поля введем коэффициент его эллиптичности:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{|\dot{H}_+| - |\dot{H}_-|}{|\dot{H}_+| + |\dot{H}_-|} = \\ &= \frac{\sqrt{(\dot{H}_x + i\dot{H}_y)(\dot{H}_x - i\dot{H}_y)} - \sqrt{(\dot{H}_x - i\dot{H}_y)(\dot{H}_x + i\dot{H}_y)}}{\sqrt{(\dot{H}_x + i\dot{H}_y)(\dot{H}_x - i\dot{H}_y)} + \sqrt{(\dot{H}_x - i\dot{H}_y)(\dot{H}_x + i\dot{H}_y)}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Определенный таким образом коэффициент эллиптичности поля равен отношению малой оси эллипса поляризации к большой и изменяется в пределах  $-1 < \varepsilon < 1$ . Значения  $\varepsilon > 0$  соответствуют поляризации правого вращения,  $\varepsilon < 0$  — поляризации левого вращения,  $\varepsilon = 1$  — круговой поляризации правого вращения,  $\varepsilon = -1$  — круговой поляризации левого вращения,  $\varepsilon = 0$  — линейной поляризации. Модуль коэффициента эллиптичности определяется выражением:

$$|\varepsilon| = \sqrt{\frac{|\dot{H}_x|^2 + |\dot{H}_y|^2 - \sqrt{|\dot{H}_x|^4 + |\dot{H}_y|^4 + 2|\dot{H}_x|^2 |\dot{H}_y|^2 \cos 2\varphi}}{|\dot{H}_x|^2 + |\dot{H}_y|^2 + \sqrt{|\dot{H}_x|^4 + |\dot{H}_y|^4 + 2|\dot{H}_x|^2 |\dot{H}_y|^2 \cos 2\varphi}}}. \quad (10)$$

Известно, что резонансное значение мощности  $P_{\text{фр}}$ , поглощаемой малым ферритовым образцом, определяется квадратом модуля составляющей воздействующего на феррит СВЧ магнитного поля, имеющей круговую поляризацию правого вращения. В частности, для образца сферической формы выражение для  $P_{\text{фр}}$  имеет вид [6]:

$$P_{\text{фр}} = 2 \frac{\mu_0 M_0 V_{\text{ф}} \omega}{2\Delta H} |\dot{H}_+|^2,$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ 2 гн/м}$ ,  $M_0$  — намагниченность насыщения феррита,  $V_{\text{ф}}$  — объем образца,  $2\Delta H$  — эффективная полоса ферромагнитного резонанса (ФМР) образца,  $\omega$  — частота СВЧ поля. При этом резонансное значение коэффициента поглощения феррита можно выразить соотношением:

$$\beta_p = \beta_{p+} \frac{|\dot{H}_+|^2}{|\dot{H}_+|^2 + |\dot{H}_-|^2} = \beta_{p+} \frac{(1 + \varepsilon)^2}{2(1 + \varepsilon^2)}, \quad (11)$$

где  $\beta_{p+}$  — значение  $\beta_p$  при круговой поляризации воздействующего поля. Величина  $\beta_{p+}$  определяется степенью связи феррита с СВЧ полем круговой поляризации и является функцией частоты. Соотношение (11) позволяет найти минимально допустимое значение коэффициента эллиптичности, превышение которого обеспечивает относительную величину коэффициента поглощения  $\frac{\beta_p}{\beta_{p+}}$ , не меньшую заданного уровня  $\kappa$ :

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\kappa} - \sqrt{1 - \kappa}}{\sqrt{\kappa} + \sqrt{1 - \kappa}}.$$

Под воздействием на феррит полем выше понималось истинное внешнее поле в области расположения феррита, определенное с учетом возмущающего влияния последнего. При малом эффективном объеме феррита можно считать, что на феррит воздействует невозмущенное поле сочленения, определяемое выражениями (1). Подставляя (1) в (9) и (10), найдем алгебраическую величину и модуль коэффициента эллиптичности этого поля:

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{[1 + (y_1 - y_2)]^2 + (y_1 + y_2)^2} - \sqrt{[1 - (y_1 - y_2)]^2 + (y_1 + y_2)^2}}{\sqrt{[1 + (y_1 - y_2)]^2 + (y_1 + y_2)^2} + \sqrt{[1 - (y_1 - y_2)]^2 + (y_1 + y_2)^2}}, \quad (12)$$

$$|\varepsilon| = \sqrt{\frac{1 + 2(y_1^2 + y_2^2) - \sqrt{4(y_1^2 + y_2^2)^2 + 8y_1y_2 + 1}}{1 + 2(y_1^2 + y_2^2) + \sqrt{4(y_1^2 + y_2^2)^2 + 8y_1y_2 + 1}}}. \quad (13)$$

Рассмотрим частотные характеристики согласования и коэффициента эллиптичности магнитного поля для трех вариантов

крестообразного сочленения, получивших применение в резонансных ферритовых СВЧ устройствах:

а) для сочленения с двумя разомкнутыми шлейфами длиной

$$l_2 = 3l_1 = \frac{3}{8} \lambda_e = \frac{3}{8} \frac{v}{f_e},$$

б) для сочленения с двумя короткозамкнутыми шлейфами длиной

$$l_1 \pm 3l_2 = \frac{3}{8} \lambda_e = \frac{3}{8} \frac{v}{f_e};$$

в) для сочленения с разомкнутым и короткозамкнутым шлейфами длиной

$$l_1 = l_2 = \frac{\lambda_e}{8} = \frac{1}{8} \frac{v}{f_e};$$

где  $f_e$  — частота, на которой хотят получить оптимальные параметры устройства,

$\lambda_e = \frac{v}{f_e}$  — соответствующая этой частоте длина волны в линии,  
 $v$  — фазовая скорость ТЕМ — волны в линии.

### Сочленение с двумя разомкнутыми шлейфами

Частотные зависимости входных проводимостей разомкнутых шлейфов при  $l_2 = 3l_1 = \frac{3}{8} \frac{v}{\psi_e}$  определяются выражениями:

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= y_{01} \operatorname{tg} \left( \frac{\pi}{4} \frac{f}{f_e} \right), \\ y_2 &= y_{02} \operatorname{tg} \left( \frac{3}{4} \pi \frac{f}{f_e} \right), \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где  $y_{0i} = \frac{z_0}{z_{0i}}$  — нормированная волновая проводимость  $i$ -го шлейфа,

$z_{0i}$  и  $z_0$  — волновые сопротивления  $i$ -го шлейфа и основной линии соответственно.

Графики зависимостей  $y_1$  и  $y_2$  от  $\frac{f}{f_e}$ , построенные по (14) для трех значений  $\frac{z_{0i}}{z_0}$ , представлены на рис. 2.

Согласно (4) и (14) при  $l_2 = 3l_1 = \text{const}$  поле в сочленении может иметь круговую поляризацию правого вращения только при совпадении частот  $f_1'$  и  $f_2'$ , определяемых выражениями:

$$\begin{aligned} f_1' &= f_e \frac{4}{\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{z_{01}}{2z_0} \right), \\ f_2' &= f_e \frac{4}{3\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( -\frac{z_{02}}{2z_0} \right) \end{aligned}$$

и, следовательно, только в случае, когда волновые сопротивления шлейфов удовлетворяют соотношению:

$$3 \operatorname{arctg} \left( \frac{z_{01}}{2z_0} \right) = \operatorname{arctg} \left( -\frac{z_{02}}{2z_0} \right).$$

Частота  $f' = f_1' = f_2'$ , соответствующая круговой поляризации поля, равна  $f_e$  только при  $\frac{z_{01}}{z_0} = \frac{z_{02}}{z_0} = 2$ . При отклонении  $\frac{z_{0i}}{z_0}$  от  $2f' \neq f_e$ , а при  $\frac{z_{01}}{z_0} = \frac{z_{02}}{z_0} \neq 2$  поле не имеет круговой поляризации ни на одной частоте.

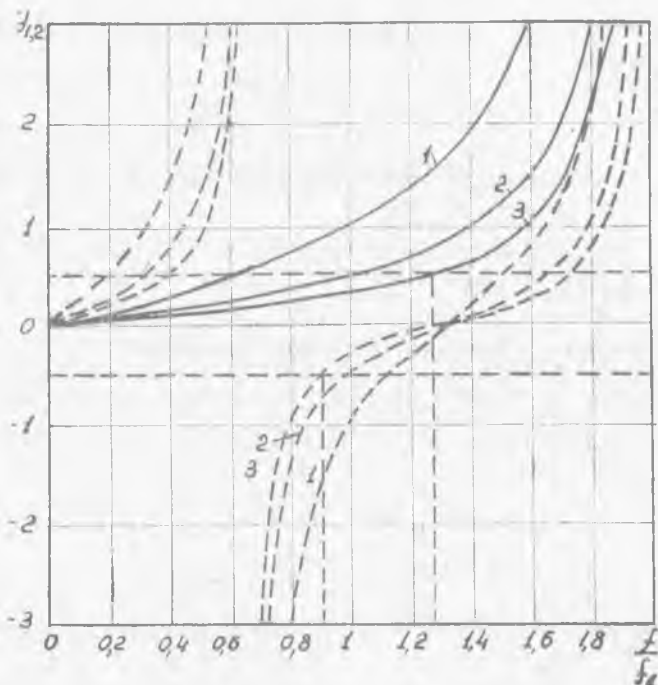


Рис. 2. Частотные зависимости входных проводимостей разомкнутых шлейфов при  $l_2 = 3l_1 = \text{const}$ : ————  $y_1$ ; - - - - -  $y_2$ .

Цифрами указаны значения  $\frac{z_{01}}{z_0}$ .

На рис. 3 приведены частотные характеристики коэффициента эллиптичности поля, рассчитанные по (12) с учетом (14) для ряда значений  $\frac{z_{01}}{z_0}$ . При отклонении  $\frac{z_{0i}}{z_0}$  от 2 максимум  $\epsilon$  падает и характеристики становятся более равномерными. При сохранении равенства  $z_{01} = z_{02}$  увеличение волновых сопротивлений шлейфов смещает максимум  $\epsilon$  в сторону низких частот, а уменьшение — в сторону высоких частот. При  $\frac{f}{f_e} < 0,666$  коэффициент эллип-

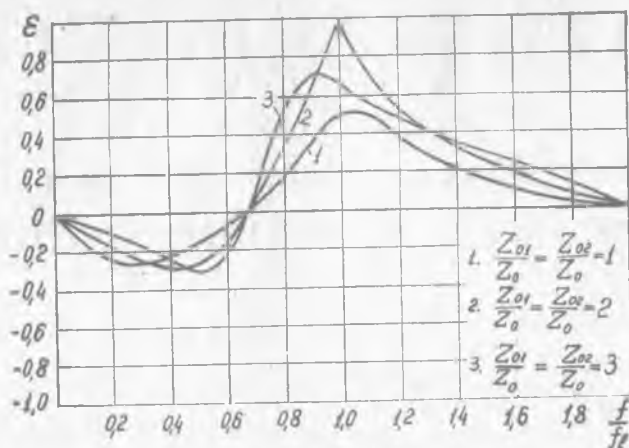


Рис. 3. Частотные характеристики коэффициента эллиптичности поля в сочленении с разомкнутыми шлейфами при  $l_2 = 3l_1 = \text{const}$ . Цифрами указаны значения  $\frac{Z_{01}}{Z_0} = \frac{Z_{02}}{Z_0}$ .

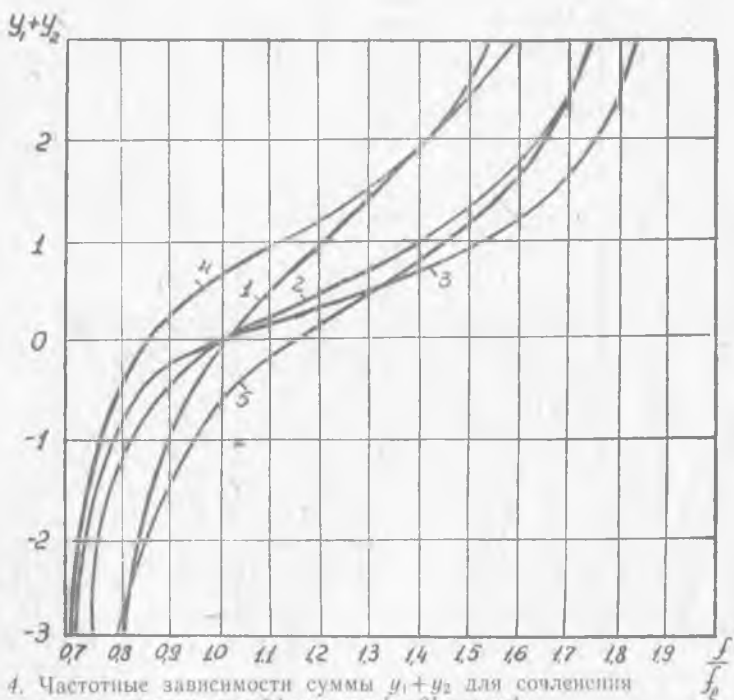


Рис. 4. Частотные зависимости суммы  $y_1 + y_2$  для сочленения с разомкнутыми шлейфами при  $l_2 = 3l_1 = \text{const}$ :

1.  $\frac{Z_{01}}{Z_0} = \frac{Z_{02}}{Z_0} = 1$ ; 3.  $\frac{Z_{01}}{Z_0} = \frac{Z_{02}}{Z_0} = 3$ ; 5.  $\frac{Z_{01}}{Z_0} = 1$ ;  $\frac{Z_{02}}{Z_0} = 3$ ,  
 2.  $\frac{Z_{01}}{Z_0} = \frac{Z_{02}}{Z_0} = 2$ ; 4.  $\frac{Z_{01}}{Z_0} = 3$ ;  $\frac{Z_{02}}{Z_0} = 1$ ;



тичности становится отрицательным, что соответствует изменению направления вращения вектора магнитного поля. На рис. 4 представлены частотные характеристики суммы  $y_1 + y_2$ , рассчитанные по (14) для ряда значений  $\frac{Z_{01}}{Z_0}$ .

### Сочленение с двумя короткозамкнутыми шлейфами

Частотные зависимости входных проводимостей короткозамкнутых шлейфов при  $l_1 = 3l_2 = \frac{1}{8} \frac{v}{f_e}$  определяются выражениями:

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= -y_{01} \operatorname{ctg} \left( \frac{3}{4} \pi \frac{f}{f_e} \right) \\ y_2 &= -y_{02} \operatorname{ctg} \left( \frac{\pi}{4} \frac{f}{f_e} \right) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Графики  $y_1$  и  $y_2$  в функции  $f/f_e$  представлены для трех значений  $\frac{Z_{01}}{Z_0}$  на рис. 5. Согласно (4) и (15) при  $l_1 = 3l_2 = \text{const}$  поле в сочленении имеет круговую поляризацию правого вращения только при совпадении частот  $f_1'$  и  $f_2'$ :

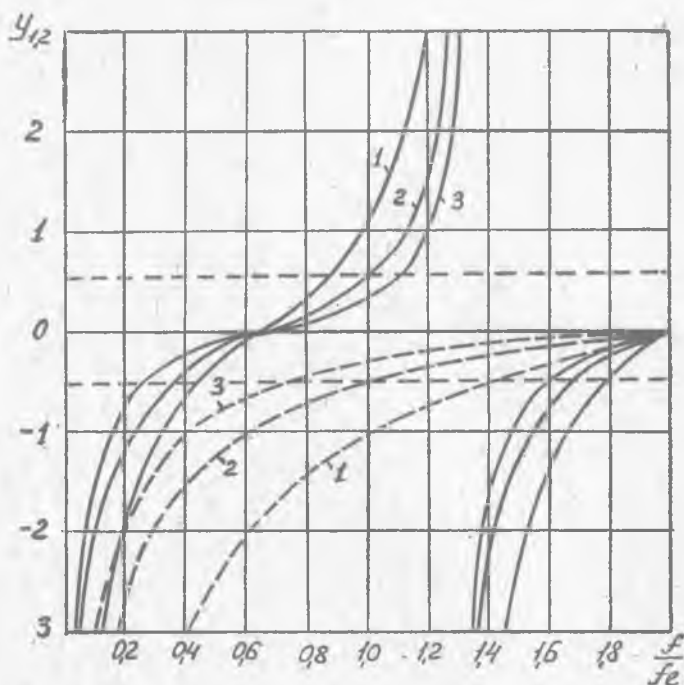


Рис. 5. Частотные зависимости входных проводимостей короткозамкнутых шлейфов при  $l_1 = 3l_2 = \text{const}$ : —  $y_1$ ;  
 - - - -  $y_2$ . Цифрами указаны значения  $\frac{Z_{01}}{Z_0}$

$$f_1' = f_e \frac{4}{3\pi} \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \left( -\frac{z_{01}}{2z_0} \right),$$

$$f_2' = f_e \frac{4}{\pi} \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \left( \frac{z_{02}}{2z_0} \right),$$

и, следовательно, только в случае, когда волновые сопротивления шлейфов удовлетворяют условию:

$$\operatorname{arc} \operatorname{ctg} \left( -\frac{z_{01}}{2z_0} \right) = 3 \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \left( \frac{z_{02}}{2z_0} \right).$$

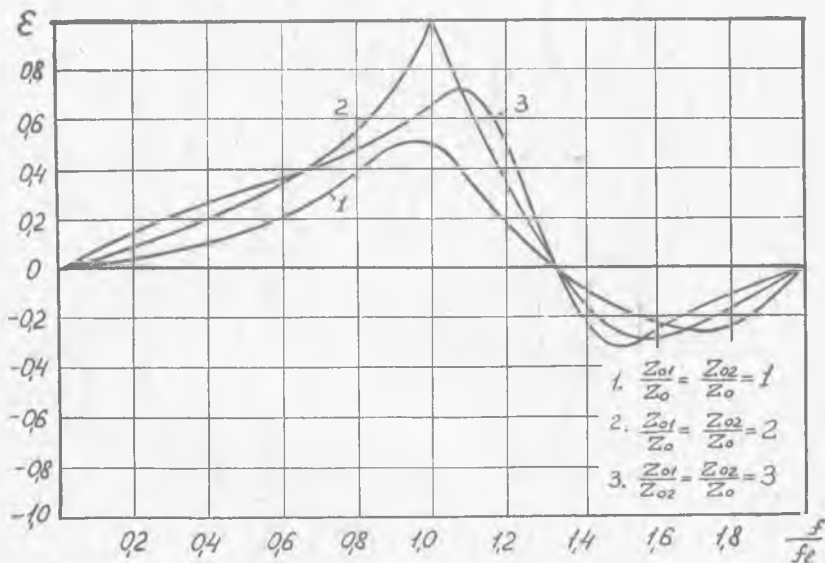


Рис. 6. Частотные характеристики коэффициента эллиптичности поля в сочленении с короткозамкнутыми шлейфами при  $l_1 = 3l_2 = \text{const}$ . Цифрами указаны значения  $\frac{z_{01}}{z_0} = \frac{z_{02}}{z_0}$

Частота  $f' = f_1' = f_2'$ , соответствующая круговой поляризации поля, как и в предыдущем случае, равна  $f_e$  только при  $\frac{z_{01}}{z_e} = \frac{z_{02}}{z_0} = 2$ .

На рис. 6 приведены частотные характеристики коэффициента эллиптичности поля в сочленении с короткозамкнутыми шлейфами, рассчитанные по (12) и (15) для трех значений  $\frac{z_{01}}{z_0}$ . При сохранении равенства  $z_{01} = z_{02}$  увеличение волновых сопротивлений шлейфов смещает максимум  $\varepsilon$  в сторону высоких частот, а уменьшение — в сторону низких частот. При  $\frac{1}{f_e} > 1,33$  коэффициент эллиптичности становится отрицательным. Частотные характеристики суммы  $y_1 + y_2$  для сочленения с короткозамкнутыми шлейфами представлены на рис. 7.

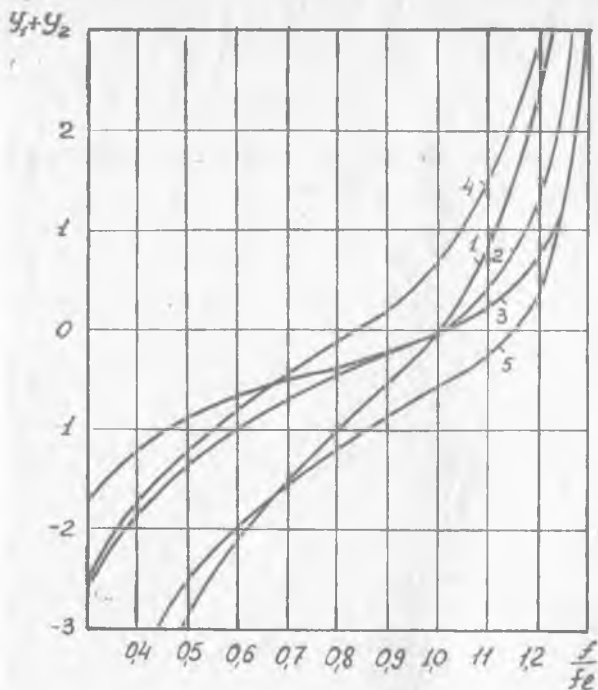


Рис. 7. Частотные зависимости суммы  $y_1 + y_2$  для сочленения с короткозамкнутыми шлейфами при  $l_1 = 3l_2 = \text{const}$ :

$$\begin{aligned}
 1. \quad \frac{Z_{01}}{Z_0} = \frac{Z_{02}}{Z_0} = 1; & \quad 3. \quad \frac{Z_{01}}{Z_0} = \frac{Z_{02}}{Z_0} = 3; \\
 2. \quad \frac{Z_{01}}{Z_0} = \frac{Z_{02}}{Z_0} = 2; & \quad 4. \quad \frac{Z_{01}}{Z_0} = 3; \quad \frac{Z_{02}}{Z_0} = 1; \\
 5. \quad \frac{Z_{01}}{Z_0} = 1; & \quad \frac{Z_{02}}{Z_0} = 3.
 \end{aligned}$$

### Сочленение с разомкнутым и короткозамкнутым шлейфами

Частотные зависимости входных проводимостей соответственно разомкнутого и короткозамкнутого шлейфов при  $l_1 = l_2 = \frac{1}{8} \frac{v}{f_e}$  определяются выражениями:

$$\left. \begin{aligned}
 y_1 &= y_{01} \operatorname{tg} \left( \frac{\pi}{4} \frac{f}{f_e} \right) \\
 y_2 &= -y_{02} \operatorname{ctg} \left( \frac{\pi}{4} \frac{f}{f_e} \right).
 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Графики зависимостей  $y_1$  и  $y_2$  от  $f/f_e$ , построенные по (16) для трех значений  $\frac{Z_{01}}{Z_0}$ , представлены на рис. 8. Поле в сочленении

имеет круговую поляризацию правого вращения при совпадении частот  $f_1'$  и  $f_2'$ :

$$f_1' = f_e \frac{4}{\pi} \operatorname{arctg} \left( \frac{z_{01}}{2z_0} \right),$$

$$f_2' = f_e \frac{4}{\pi} \operatorname{arctg} \left( \frac{z_{02}}{2z_0} \right).$$

Частота  $f' = f_1' = f_2'$ , соответствующая круговой поляризации поля, равна  $f_e$  только при  $\frac{z_{01}}{z_0} = \frac{z_{02}}{z_0} = 2$

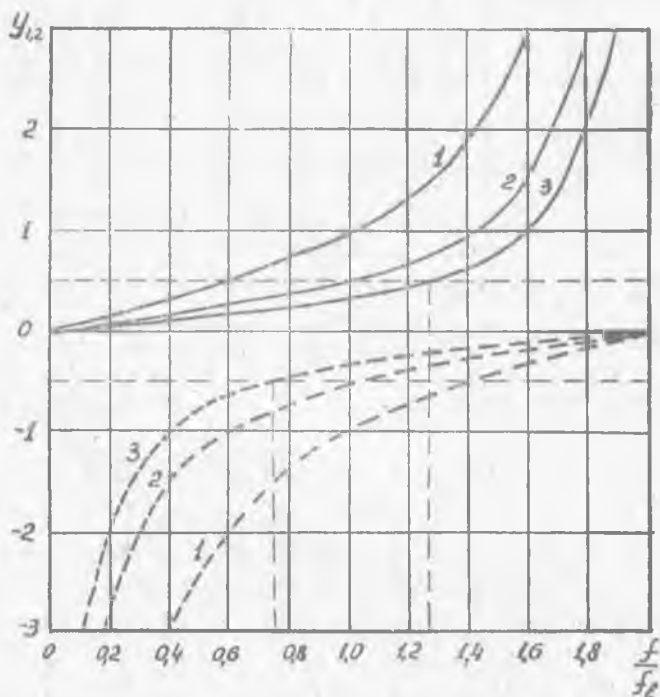


Рис. 8. Частотные зависимости входных проводимостей разомкнутого (—) и короткозамкнутого (---) шлейфов при  $l_1 = l_2 = \text{const}$ . Цифрами указаны значения  $\frac{z_{01}}{z_0}$ .

Частотные характеристики коэффициента эллиптичности поля в сочленении приведены на рис. 9. При отклонении  $\frac{z_{01}}{z_0}$  от 2 с сохранением равенства  $z_{01} = z_{02}$  максимум коэффициента эллиптичности падает, однако не смещается по частоте. Частотные характеристики суммы  $y_1 + y_2$  для сочленения с разомкнутым и короткозамкнутым шлейфами представлены на рис. 10.

Сопоставляя частотные характеристики рассмотренных вариантов сочленения, можно отметить ряд их общих особенностей.

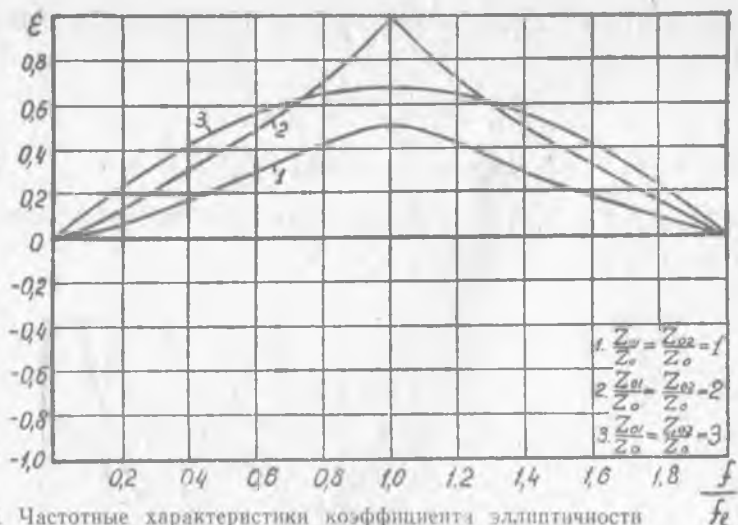


Рис. 9. Частотные характеристики коэффициента эллиптичности поля в сочленении с разомкнутым и короткозамкнутым шлейфами при  $l_1 = l_2 = \text{const}$ . Цифрами указаны значения  $\frac{z_{01}}{z_0} = \frac{z_{02}}{z_0}$

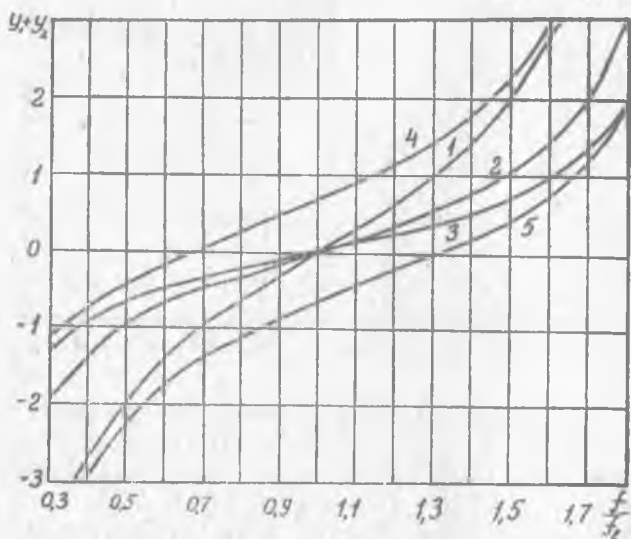


Рис. 10. Частотные зависимости суммы  $y_1 + y_2$  для сочленения с разомкнутым и короткозамкнутым шлейфами при  $l_1 = l_2 = \text{const}$ :

1.  $\frac{z_{01}}{z_0} = \frac{z_{02}}{z_0} = 1$ ;

3.  $\frac{z_{01}}{z_0} = \frac{z_{02}}{z_0} = 3$ ;

2.  $\frac{z_{01}}{z_0} = \frac{z_{02}}{z_0} = 2$ ;

4.  $\frac{z_{01}}{z_0} = 3$ ;  $\frac{z_{02}}{z_0} = 1$ ;

5.  $\frac{z_{01}}{z_0} = 1$ ;  $\frac{z_{02}}{z_0} = 3$ ;

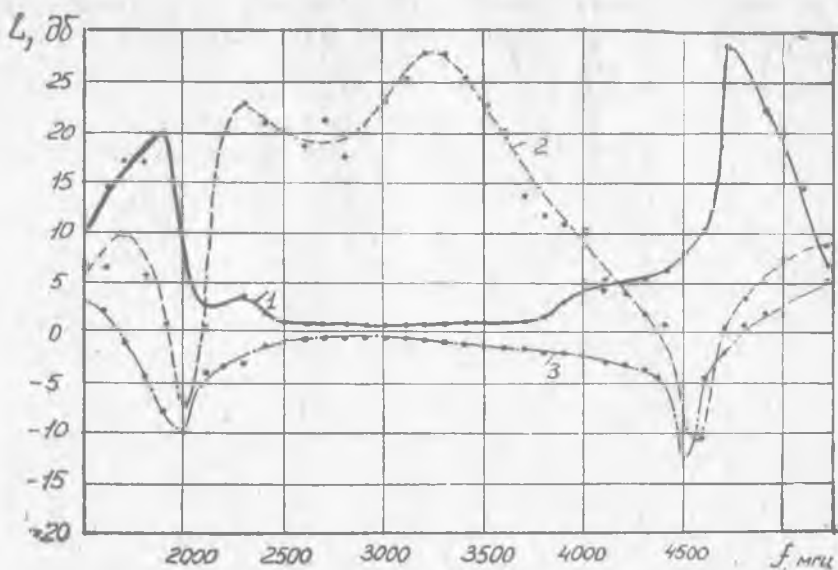


Рис. 11. Экспериментальные частотные характеристики устройства с разомкнутыми шлейфами при  $l_2 = 3l_1 = \text{const}$

$$z_{01} = z_{02} = z_0 = 50 \text{ ом:}$$

$$1 - L_{\text{отр.г}} \quad 2 - L_{\text{обр.г}} \quad 3 - L_{\text{пр.г}}$$

Для всех вариантов сочленения при оговоренных выше длинах шлейфов поле имеет круговую поляризацию на частоте  $f_e$  только в случае  $\frac{z_{01}}{z_0} = \frac{z_{02}}{z_0} = 2$ . При отклонении  $\frac{z_{0i}}{z_0}$  от 2 частотные характеристики коэффициента эллиптичности становятся более равномерными, а максимум  $\epsilon$  падает. Широкополосность согласования всех трех вариантов сочленения, определяемая скоростью изменения с частотой суммы  $y_1 + y_2$ , увеличивается с увеличением и уменьшается с уменьшением волновых сопротивлений шлейфов.

Для всех вариантов сочленения при изменении  $\frac{z_{0i}}{z_0}$  с сохранением равенства  $z_{01} = z_{02}$  частота оптимального согласования, на которой  $y_1 + y_2 = 0$ , остается равной  $f_e$ . При  $\frac{z_{01}}{z_0} > \frac{z_{02}}{z_0}$  частота оптимального согласования смещается в сторону низких частот, а при  $\frac{z_{01}}{z_0} < \frac{z_{02}}{z_0}$  — в сторону высоких частот.

При одинаковых для трех вариантов сочленения волновых сопротивлениях шлейфов сочленение с разомкнутым и короткозамкнутым шлейфами имеет наиболее равномерные частотные

характеристики коэффициента эллиптичности и согласования и, следовательно, обеспечивает наибольшую широкополосность устройств рассматриваемого типа. Кроме того, это сочленение имеет наименьшие габариты и потому более предпочтительно для устройств длинноволновой части дециметрового диапазона. Однако в коротковолновой части дециметрового и в сантиметровом диапазонах размеры шлейфов такого сочленения становятся очень малыми, а допуски на них трудно выполнимыми. Следует также отметить, что в печатных полосковых и микрополосковых конструкциях значительную трудность составляет выполнение подвижных короткозамыкателей. Поэтому для устройств, используемых в печатных полосковых и микрополосковых схемах, технологически более приемлемым является сочленение с двумя разомкнутыми шлейфами.

В заключение рассмотрим экспериментальные частотные характеристики устройства, представляющего собой крестообразное сочленение полосковой линии с разомкнутыми шлейфами длиной  $l_2 = 3l_1 = \text{const}$ , в центре которого установлен ферритовый образец. Устройство выполнено на симметричной полосковой линии, заполненной диэлектриком ПТ-1. В эксперименте использовался сферический образец монокристалла кальций-висмут-ванадиевого граната диаметром 0,95 мм с намагниченностью насыщения 650 гс и полосой ФМР 0,56 э. На рис. 11 представлены характеристики устройства с волновыми сопротивлениями шлейфов  $z_{01} = z_{02} = z_0 = 50 \text{ ом}$ , на рис. 12 — характеристики устройства с волновыми сопротивлениями  $z_{01} = z_{02} = 2z_0 = 100 \text{ ом}$ . Кривая 1 представляет собой частотную зависимость потерь на отражение  $L_{\text{отр}}$  при от-

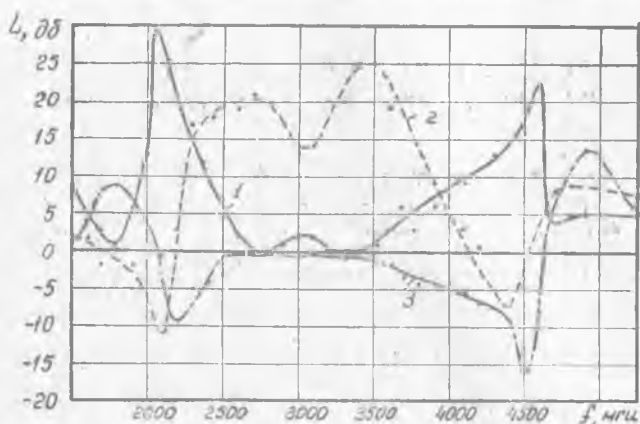


Рис. 12. Экспериментальные частотные характеристики устройства с разомкнутыми шлейфами при  $l_2 = 3l_1 = \text{const}$  и

$$z_{01} = z_{02} = 2z_0 = 100 \text{ ом:}$$

1 —  $L_{\text{отр.}}$ , 2 —  $L_{\text{обр. п.}}$ , 3 —  $L_{\text{пр. п.}}$ .

сутствии подмагничивания феррита, кривая 2 — частотную зависимость обратных резонансных потерь  $L_{обр.р} = 10 \lg \frac{P_1}{P_{1р}}$ , кривая 3 — частотную зависимость прямых резонансных потерь  $L_{пр.р} = 10 \lg \frac{P_2}{P_{2р}}$ .

где  $P_1$ ;  $P_2$  — мощности, проходящие в плечи 1 и 2 соответственно при отсутствии подмагничивания,

$P_{1р}$ ;  $P_{2р}$  — мощности, проходящие в плечи 1 и 2 при ФМР.

Положительные значения резонансных потерь дают величину развязки плеч устройства при ФМР, связанных при отсутствии подмагничивания. Отрицательные значения резонансных потерь показывают степень связи плеч устройства при ФМР.

В средней части используемого частотного диапазона (приблизительно 2500-3500 мГц), где длины короткого и длинного шлейфов близки к  $\frac{\lambda}{8}$  и  $\frac{3}{8}\lambda$  соответственно, потери на отражение малы, т. е. плечи устройства при отсутствии подмагничивания связаны. Подмагничивание феррита резонансным полем приводит к развязке плеч устройства в одном направлении ( $L_{обр.р} = 15 \div 30$  дБ) и почти не влияет на передачу энергии в другом направлении ( $L_{пр.р} = -1 \div -2$  дБ). В этой области устройство работает как невзаимный режекторный фильтр. Полоса режекции устройства составляет 3-4 мГц.

При удалении от средней области в сторону высоких и низких частот наблюдается рост потерь на отражение, в результате чего плечи устройства при отсутствии подмагничивания оказываются развязанными. На высоких частотах это имеет место в той области, где длина короткого шлейфа приближается к  $\frac{\lambda}{4}$ , а длинного шлейфа — к  $\frac{3}{4}\lambda$ , на низких частотах — в области, где длина длинного шлейфа близка к  $\frac{\lambda}{4}$ . Одновременно с ростом потерь на отражение коэффициент эллиптичности поля в сочленении падает до нуля, в результате чего устройство теряет невзаимные свойства. Подмагничивание феррита резонансным полем приводит к связи плеч устройства как в прямом ( $L_{пр.р} < 0$ ), так и в обратном ( $L_{обр.р} < 0$ ) направлениях. При этом устройство работает как взаимный полосовой фильтр, полоса пропускания которого составляет 10-15 мГц. Следует отметить, что характеристики устройства в этих участках диапазона не удовлетворяют требованиям, обычно предъявляемым к полосовым фильтрам, поскольку ферритовый образец выбирался из условия обеспечения наилучших характеристик режекторного фильтра.

Сравнение кривых рис. 11 и рис. 12 показывает, что режекторный фильтр с волновыми сопротивлениями шлейфов  $Z_{01} = Z_{02} = 2Z_0 = 100$  ом обеспечивает более высокие значения  $L_{обр.р}$ , большую равномерность частотной характеристики  $L_{обр.р}$  и большую



полосу перестройки, чем фильтр с волновыми сопротивлениями шлейфов  $z_{o1} = z_{o2} = z_o = 50 \text{ ом}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lewin L. A resonance absorption isolator in microstrip for 4 G/S, «Proc. IEE», vol. 104, Part B, Supplement, p 6, pp. 364—365, 1957.
  2. Ершов И. В. К вопросу о широкополосности одного типа вентиля дециметрового диапазона, «ВРЭ», серия V, вып. 4, стр. 94, 1965.
  3. Иошпе Д. М. Принцип уменьшения габаритов ферритового вентиля со шлейфами. Ученые записки КГПИ им. В. В. Куйбышева, вып. 67, Куйбышев, 1969.
  4. Полухин Ю. Н., Романов А. И., Галдина Н. М. Режекторный ферритовый фильтр на симметричной полосковой линии, «Исследования по акустике и радиоэлектронике», труды КуАИ, вып. 55, Куйбышев, 1971.
  5. Полухин Ю. Н., Галдина Н. М., Романов А. И. Согласование крестообразного сочленения полосковых линий, «Исследования по акустике и радиоэлектронике», настоящий сборник.
  6. Богданов Г. Б. Основы теории и применения ферритов в технике измерений и контроля, «Сов. радио», 1967.
-