

Отчет по лабораторной работе №1  
**Волноводные ферритовые устройства СВЧ  
диапазона**

Выполнили студенты 440 группы  
Карусевич А.А., Шиков А.П.

Нижний Новгород, 2019

**Цель работы:** Изучение электродинамических систем, содержащих гиротропные элементы - ферриты.

## 1. Теоритическая часть

### 1.1. Введение

Известно, что в линейных анизотропных средах с симметричными тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости  $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$ ,  $\mu_{ij} = \mu_{ji}$  (а также в обычных изотропных средах) имеет место теорема взаимности. Эта теорема оказывается несправедливой в средах с несимметричными тензорами проницаемостей, в частности, в так называемых гиротропных средах, к которым принадлежат плазма и ферриты, находящиеся во внешнем постоянном магнитном поле.

### 1.2. Анизотропные и гиротропные среды

Анизотропными средами называются среды, локальные макро-свойства которых различны в различных направлениях. Наряду с анизотропными существуют среды, локальные макроскопические свойства которых неинвариантны относительно зеркальных отражений, т.е. изменяются при некоторых зеркальных отражениях (естественноактивные или гиротропные). Среда, приобретающая гиротропные свойства при наложении внешнего магнитного поля, называется магнитоактивной. Типичными примерами магнитоактивных сред являются плазма и ферриты, находящиеся во внешнем постоянном магнитном поле.

*Ферриты*, представляют собой химические соединения оксида железа с оксидами других, так называемых характеризующих металлов (никеля, кобальта, магния, марганца, кадмия и т. д.). Особенностью этих материалов является сочетание гиротропных свойств с низкой электропроводностью, благодаря чему электромагнитные волны при определенных условиях могут распространяться в ферритах с достаточно малым затуханием.

Магнитные свойства ферритов определяются наличием в их кристаллической решетке атомов или ионов, обладающих отличным от нуля магнитным моментом. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты ориентированы хаотически, и в целом феррит изотропен. В достаточно сильном

постоянном магнитном поле  $\mathbf{H}_0$  магнитные моменты всех атомов за время  $\tau_0 \simeq (10^{-9} - 10^{-7})$  с (время релаксации) устанавливаются по направлению магнитного поля. В этом состоянии феррит обладает значительной намагниченностью и становится анизотропной гиротропной средой по отношению к высокочастотному электромагнитному полю.

В линейном анизотропном магнетике каждая компонента вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}$  представляет собой линейную функцию трех компонент поля  $\mathbf{H}$ :

$$\begin{aligned} B_x &= \mu_{xx}H_x + \mu_{xy}H_y + \mu_{xz}H_z \\ B_y &= \mu_{yx}H_x + \mu_{yy}H_y + \mu_{yz}H_z \\ B_z &= \mu_{zx}H_x + \mu_{zy}H_y + \mu_{zz}H_z \end{aligned} \quad (1)$$

Величины  $\mu_{ij}(i, j = x, y, z)$ , входящие в соотношения (1), являются компонентами тензора второго ранга, называемого тензором магнитной проницаемости:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (2)$$

С учетом (2) материальные уравнения (1) можно записать в удобной матричной форме

$$\mathbf{B} = \hat{\mu}\mathbf{H} \quad (3)$$

При наличии в феррите электромагнитного поля, изменяющегося во времени по гармоническому закону и имеющего напряженность  $\mathbf{H}(\mathbf{r})e^{i\omega t}$ , малую по сравнению с постоянным магнитным полем  $\mathbf{H}_0 = H_0\mathbf{z}_0(|\mathbf{H}| \ll H_0)$ , тензор магнитной проницаемости  $\hat{\mu}$  принимает вид

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{||} \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$\mu = 1 + \frac{4\pi\chi\omega_H^2}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \mu_a = \frac{4\pi\chi\omega_H\omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \mu_{||} = 1 \quad (5)$$

Здесь  $\omega$  - круговая частота,  $\chi$  - статическая магнитная восприимчивость феррита,  $\omega_H = \frac{eH_0}{mc}$  - гирочастота электрона ( $m$  и  $e$  — масса и абсолютное значение заряда электрона соответственно,  $c$  — скорость света в вакууме).

Обратим внимание на то, что тензор (4) подчиняется соотношению  $\mu_{ij} = \mu_{ji}^*$  т. е. является эрмитовым (знак «\*» означает операцию комплексного сопряжения). Данное свойство имеет место для сред при пренебрежении потерями.

В отсутствие статического магнитного поля ( $\mathbf{H}_0 = 0$ ) недиагональные элементы тензора (4) обращаются в нуль, диагональные компоненты  $\mu$  и  $\mu_{||}$  принимают одинаковые значения ( $\mu = \mu_{||}$ ), и феррит становится изотропным.

При стремлении частоты поля  $\omega$  к гирочастоте  $\omega_H$  компоненты  $\mu$  и  $\mu_a$  обращаются в бесконечность. Это явление называют ферромагнитным резонансом. В действительности из-за диссипативных процессов элементы тензора  $\mu$  и  $\mu_a$  становятся большими, но не бесконечными. Потери в феррите в случае малой диссипации можно учесть, заменив частоту  $\omega_H$  в выражениях (5) на комплексную величину  $\tilde{\omega}_H = \omega_H + i\gamma\omega$ , где  $\gamma$  – безразмерный параметр диссипации ( $\gamma \ll 1$ ).

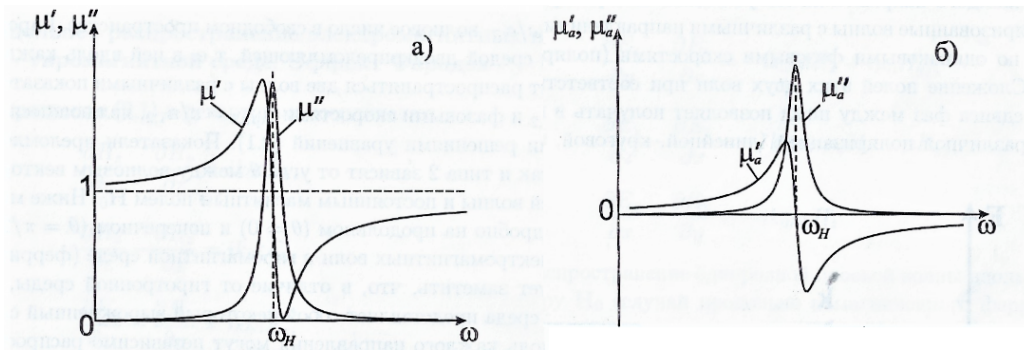


Рис. 1: Качественный вид зависимостей величин  $\mu'$ ,  $\mu''$ (a) и  $\mu'_a$ ,  $\mu''_a$ (b) от частоты  $\omega$

Таким образом, при учете потерь величины  $\mu$  и  $\mu_a$  являются комплексными, т. е.  $\mu = \mu' - i\mu''$ ,  $\mu_a = \mu'_a - i\mu''_a$ , а тензор  $\hat{\mu}$  перестает быть эрмитовым ( $\mu_{ij} \neq \mu_{ji}^*$ ). Качественные зависимости действительных и мнимых частей этих величин от частоты  $\omega$  при фиксированном статическом поле  $H_0$  показаны на рис. 1. Из рис. 1 видно, что в случае  $\omega = \omega_H$  и величины  $\mu''$  и  $\mu''_a$  максимальны, что свидетельствует о резонансном поглощении электромагнитного поля ферритом. Следует отметить, что в ограниченных ферритовых образцах внутреннее статическое магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  отличается от внешнего поля  $\mathbf{H}_{вн}$ , в которое помещен образец. Поэтому частота ферромагнитного резонанса при заданном поле  $\mathbf{H}_{вн}$  зависит от формы образца и его ориентации относительно внешнего магнитного поля. Для определения внутреннего поля

в образце следует решить соответствующую краевую задачу магнитостатики.

### 1.3. Распространение электромагнитных волн в гиротропной среде

Рассмотрим неограниченную гиротропную среду с тензором магнитной проницаемости (4) и скалярной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ . Такую среду принято называть гиромагнитной. Уравнения Максвелла для комплексных амплитуд  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{H}(\mathbf{r})$  в гиромагнитной среде без источников ( $\mathbf{j}^e = \mathbf{j}^m = 0$ ) имеют вид

$$\text{rot } \mathbf{E} = -ik_0 \hat{\mu} \mathbf{H}, \quad \text{rot } \mathbf{H} = ik_0 \varepsilon \mathbf{E} \quad (6)$$

где  $k_0 = \omega/c$  — волновое число в свободном пространстве. Гиротропная среда является средой двоякопреломляющей, т. е. в ней вдоль каждого направления могут распространяться две волны с различными показателями преломления  $n_{1,2}$  и фазовыми скоростями  $v_{ф1,2} = c/n_{1,2}$ , являющиеся линейно независимыми решениями уравнений (6). Показатели преломления волн как типа 1, так и типа 2 зависят от угла  $\theta$  между волновым вектором  $\mathbf{k}$  соответствующей волны и постоянным магнитным полем  $\mathbf{H}_0$ .

#### 1.3.1 Продольное распространение электромагнитных волн в гиромагнитной среде. Эффект Фарадея

В продольно намагниченном феррите могут распространяться две поперечные волны с различными постоянными распространения, т.е. с различными фазовыми скоростями и затуханиями.

Для волны, бегущей в положительном направлении оси  $z$  с постоянной распространения  $h_1 = k_0 n_1 = k_0 \sqrt{\varepsilon (\mu + \mu_a)}$ , имеем соотношения:

$$E_x = iE_y, \quad H_x = iH_y, \quad \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} = \sqrt{\frac{\mu + \mu_a}{\varepsilon}} \quad (7)$$

а для волны с постоянной распространения  $h_2 = k_0 n_2 = k_0 \sqrt{\varepsilon (\mu - \mu_a)}$  — соотношения

$$E_x = -iE_y, \quad H_x = -iH_y, \quad \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} = \sqrt{\frac{\mu - \mu_a}{\varepsilon}} \quad (8)$$

Полученные выражения показывают, что поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  обеих волн взаимно перпендикулярны и поляризованы по кругу с правым направлением вращения векторов  $\mathbf{E}, \mathbf{H}$  относительно направления постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  у первой волны ( $h_1$ ) и с левым — у второй ( $h_2$ ).

Для правополяризованной волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $z$ , справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_0 (\mathbf{x}_0 - i\mathbf{y}_0) e^{-ih_1 z}, \quad \mathbf{H} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_1}} E_0 (i\mathbf{x}_0 + \mathbf{y}_0) e^{-ih_1 z}, \\ h_1 &= k_0 \sqrt{\varepsilon \mu_1} = \alpha_1 - i\beta_1, \quad v_{\phi 1} = \omega / \alpha_1, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\mu_1 = \mu + \mu_a = \mu'_1 - i\mu''_1$  — эквивалентная магнитная проницаемость (см. рис. 2),  $v_{\phi 1}$  — фазовая скорость волны.

Магнитная проницаемость  $\mu_1$  при значениях  $\omega_H$ , близких к круговой частоте волны  $\omega$  (то есть при магнитном поле  $\mathbf{H}_0$ , близком к резонансному значению  $H_{\text{рез}} = \frac{mc\omega}{e}$  (см. рис. 2)) имеет большую мнимую часть. Поэтому правополяризованная волна может испытывать значительное резонансное поглощение.

Для левополяризованной волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $z$ , имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_0 (\mathbf{x}_0 + i\mathbf{y}_0) e^{-ih_2 z}, \quad \mathbf{H} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_2}} E_0 (-i\mathbf{x}_0 + \mathbf{y}_0) e^{-ih_2 z}, \\ h_2 &= k_0 \sqrt{\varepsilon \mu_2} = \alpha_2 - i\beta_2, \quad v_{\phi 2} = \omega / \alpha_2, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\mu_2 = \mu + \mu_a = \mu'_2 - i\mu''_2$ . Эта волна, в отличие от правополяризованной, не испытывает резонансного поглощения (рис. 2). Нужно подчеркнуть, что направление вращения (правое или левое) для волн с круговой поляризацией определяется относительно оси  $z$ , которая всегда совмещается с направлением постоянного поля подмагничивания, независимо от того, в каком направлении происходит распространение волны.

Рассмотрим распространение в феррите двух волн с левым и правым направлениями вращения векторов поля и одинаковыми амплитудами  $E_1 = E_2 = E_0/2$ . Суммарное поле без учета поглощения имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_1 (\mathbf{x}_0 - i\mathbf{y}_0) e^{-i\alpha_1 z} + E_2 (\mathbf{x}_0 + i\mathbf{y}_0) e^{-i\alpha_2 z} = \\ &= \frac{E_0}{2} e^{-i\alpha_0 z} [(\mathbf{x}_0 - i\mathbf{y}_0) e^{-iR_0 z} + (\mathbf{x}_0 + i\mathbf{y}_0) e^{iR_0 z}] = \\ &= E_0 e^{-i\alpha_0 z} (\mathbf{x}_0 \cos R_0 z - \mathbf{y}_0 \sin R_0 z) \end{aligned} \quad (11)$$

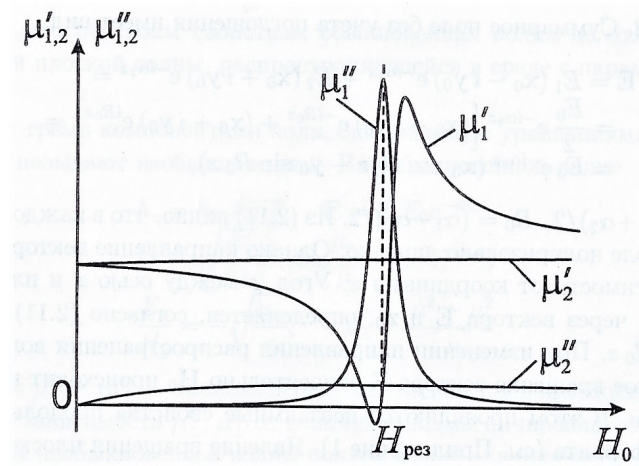


Рис. 2: Зависимости действительных и мнимых частей эквивалентных магнитных проницаемости  $\mu_{1,2} = \mu'_{1,2} - i\mu''_{1,2}$  для волн с правой и левой круговой поляризацией в продольно намагниченном феррите от величины подмагничивающего поля

где  $\alpha_0 = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$ ,  $R_0 = (\alpha_1 - \alpha_2)/2$ . Из (11) видно, что в каждом сечении  $z = \text{const}$  поле поляризовано линейно. Однако направление вектора  $\mathbf{E}$  меняется в зависимости от координаты  $z$ . Угол  $\varphi$  между осью  $x$  и плоскостью, проходящей через вектора  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{z}_0$ , определяется, согласно (11), выражением  $\varphi = R_0 z$ . При изменении направления распространения волн на противоположное вращение вектора  $\mathbf{E}$  относительно  $\mathbf{H}_0$  происходит в прежнем направлении. В этом проявляются невзаимные свойства продольно намагниченного феррита. Явление вращения плоскости поляризации в магнитоактивной среде называют *эффектом Фарадея*, а величину  $R_0 = k_0 \sqrt{\varepsilon} (\sqrt{\mu' + \mu'_a} - \sqrt{\mu' - \mu'_a})/2$ , определяющую скорость вращения плоскости поляризации, — *постоянной Фарадея*.

### 1.3.2 Поперечное распространение электромагнитных волн в гиромангнитной среде

Рассмотрим однородную плоскую волну, распространяющуюся в феррите вдоль оси  $z$  перпендикулярно направлению подмагничивающего поля  $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}_0$ .

Волна, распространяющаяся поперек внешнего магнитного поля и имеющая две составляющих поля, называется обыкновенной волной. Она описы-

вается уравнениями:

$$E_0 = 0, \quad hE_y = k_0\mu_{||}H_z, \quad hH_z = k_0\varepsilon E_y, \quad (12)$$

из которых находим:

$$h_0 = k_0\sqrt{\varepsilon\mu_{||}}, \quad \mathbf{E} = \mathbf{y}_0 E_0 e^{-ih_0 x}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{z}_0 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_{||}}} E_0 e^{-ih_0 x}, \quad \frac{E_y}{H_z} = \sqrt{\frac{\mu_{||}}{\varepsilon}}. \quad (13)$$

Очевидно, по своим свойствам обыкновенная волна не отличается от однородной плоской волны, распространяющейся в среде с параметрами  $\varepsilon$  и  $\mu = \mu_{||}$ .

Волну с тремя компонентами поля, описываемую уравнениями:

$$\mu H_x = -i\mu_a H_y, \quad hH_y = -k_0\varepsilon E_z, \quad hE_z = -k_0(-i\mu_a H_x + \mu H_y), \quad (14)$$

называют необыкновенной. В ней

$$\begin{aligned} h_e &= k_0\sqrt{\varepsilon\mu_{\perp}}, \quad \mathbf{E} = \mathbf{z}_0 E_0 e^{-ih_e x}, \\ \mathbf{H} &= \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_{\perp}}} E_0 (ix_0 \frac{\mu_a}{\mu} - \mathbf{y}_0) e^{-ih_e x}, \\ \frac{E_z}{H_y} &= -\sqrt{\frac{\mu_{\perp}}{\varepsilon}}, \quad \mu_{\perp} = \frac{\mu^2 - \mu_a^2}{\mu}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь  $\mu_{\perp} = \mu'_{\perp} - i\mu''_{\perp}$  - эквивалентная магнитная проницаемость. На рис. 2 приведены зависимости  $\mu'_{\perp}$  и  $\mu''_{\perp}$  от величины подмагничивающего поля. магнитное поле необыкновенной волны поляризовано эллиптически в плоскости  $xOy$ , перпендикулярной вектору  $\mathbf{H}_0$ .

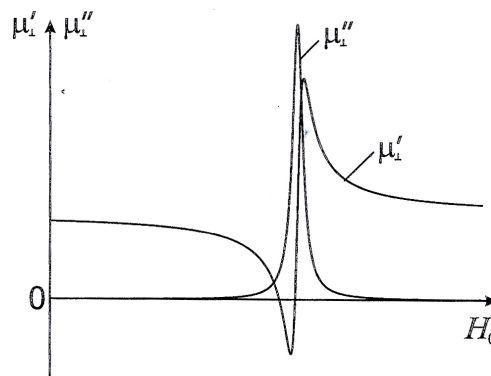


Рис. 3: Зависимости действительной и мнимой частей эквивалентной магнитных проницаемости  $\mu_{\perp}$  для волны, распространяющейся поперек внешнего магнитного поля, от величины этого поля



### 1.4. Прямоугольный волновод с продольно намагниченным ферритовым стержнем

Рассмотрим волновод прямоугольного сечения, в который помещен тонкий продольно намагниченный ферритовый стержень. Будем считать, что частота поля такова, что единственной распространяющейся модой волновода является волна  $TE_{10}$ . При изменении направления распространения волны, т.е. смене знака постоянной распространения  $h$ , величина изменения этой постоянной распространения  $\Delta h$  также меняет знак, оставаясь постоянной по абсолютному значению. Следовательно, оба направления распространения равноправны и отрезок прямоугольного волновода с продольно намагниченным ферритом представляет собой взаимное устройство. Такой отрезок волновода может служить для изменения фазы волны с помощью статического магнитного поля.

### 1.5. Круглый волновод с продольно намагниченным ферритовым стержнем

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в круглом волноводе, на оси которого размещается тонкий продольно намагниченный ферритовый стержень. Наличие двух собственных функций, отвечающих одной и той же постоянной распространения, означает, что волна  $TE_{11}$  круглого волновода является двукратно вырожденной. Наличие ферритового стержня приводит к снятию вырождения между двумя волнами  $TE_{11}$  круглого волновода: в одном направлении распространяются две циркулярно поляризованные волны  $TE_{11}$  с противоположными направлениями вращения полей и с разными значениями постоянных распространения. Происходит необратимое вращение плоскости поляризации волны, поступающей на вход системы (эффект Фарадея).

### 1.6. Прямоугольный волновод с поперечно намагниченной ферритовой пластинкой

Рассмотрим прямоугольный волновод, содержащий тонкую ферритовую пластинку, намагниченную поперечно по отношению к оси волновода. Если статическое магнитное поле отсутствует, то оба направления распростране-

ния волны равноправны. Если статическое магнитное поле отлично от нуля, то постоянные распространения, соответствующие различным направлениям распространения, отличны друг от друга. Поэтому сдвиг фазы волны на отрезке волновода, содержащем поперечно намагниченный феррит, является невзаимным. Величина изменения значения постоянной распространения зависит от положения пластины в волноводе.

## 2. Экспериментальная часть

Оборудование: Генератор СВЧ излучения с регулируемой частотой и ослаблением, волноводный переключатель с взаимным фазовращателем, циркулятор на эффекте Фарадея, волноводный вентиль, измерительный тракт, согласованные нагрузки.

Во всех экспериментах частота генератора  $f_g$  была постоянной и не изменялась:  $f_g = 10.6$  ГГц.

### 2.1. Волноводный переключатель

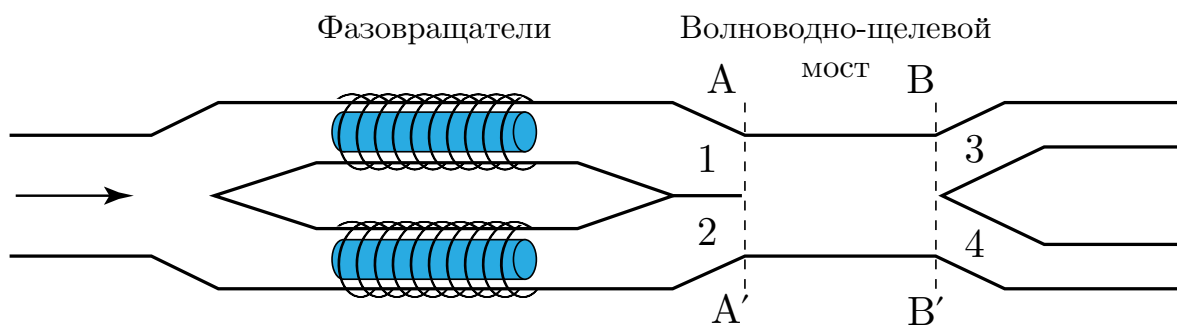


Рис. 4: Волноводный переключатель с взаимным фазовращателем

В волноводном переключателе мощность ЭМ колебаний, поступающих из генератора, делится поровну между двумя волноводными секциями, в которые помещены одинаковые ферритовые стержни, подмагничиваемые с помощью соленоидов, образующие взаимные фазовращатели (см. рис. 4). Затем высокочастотная мощность поступает в волноводно-щелевой мост, на выходе которого перераспределяется между двумя волноводами.

Волноводно-щелевой мост сконструирован таким образом, что мощность, поступающая в любое из его плеч (1 или 2), поровну распределяется между противоположными плечами (3 или 4), причем фаза волны в дальнем плече отстает от фазы волны в ближнем плече на  $\pi/2$ .

В ходе работы производились измерения мощности на выходе плеч волноводного переключателя, в зависимости от токов через обмотки фазовращателей. Таблица с измерениями приведена в приложении (см. Таблицу 1).

Ниже приведены графики зависимости мощности в разных плечах установки от величины тока, протекающего через обмотки фазовращателей.

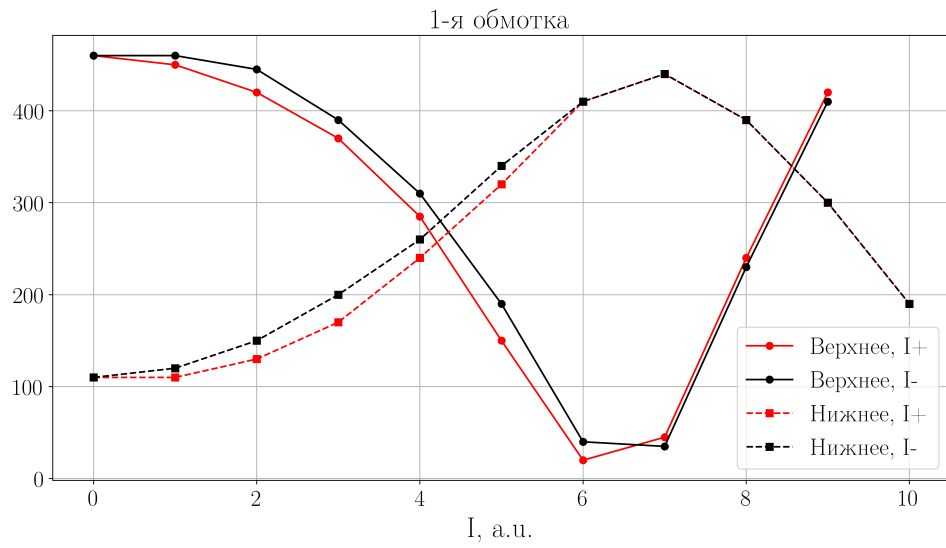


Рис. 5: Мощность в плечах переключателя от тока в 1й обмотке.

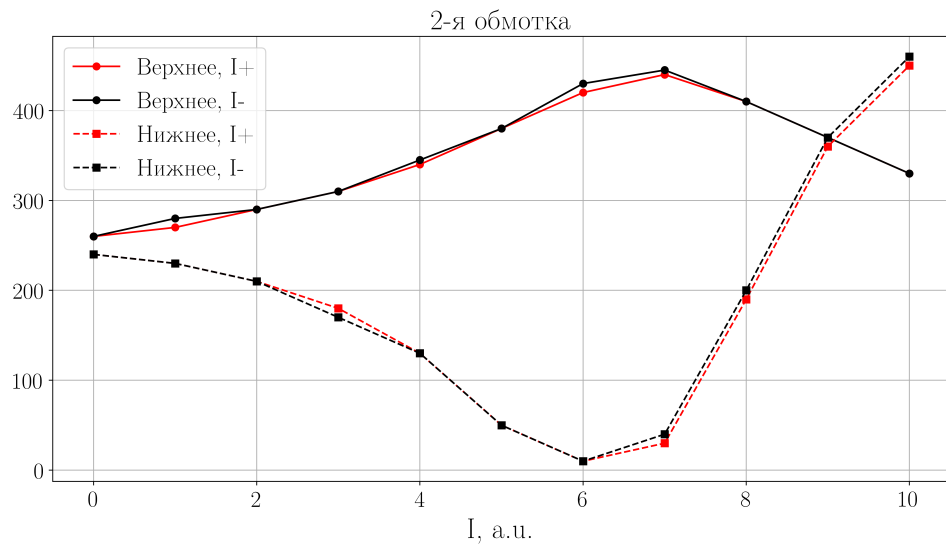


Рис. 6: Мощность в плечах переключателя от тока во 2й обмотке.

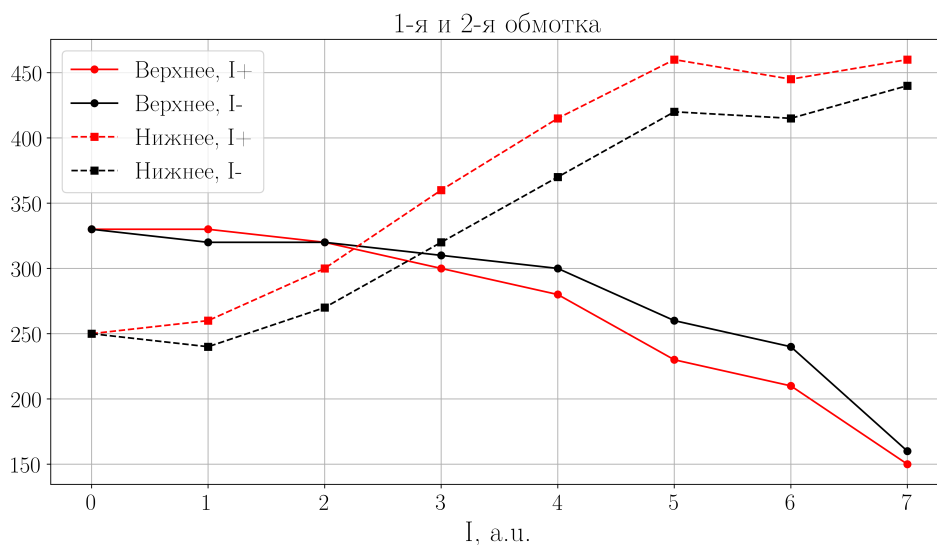


Рис. 7: Мощность в плечах переключателя от тока в 1й и 2й обмотке.

## 2.2. Циркулятор на эффекте Фарадея

Циркулятор на эффекте Фарадея представляет собой отрезок круглого волновода с помещенным внутри него ферритом, подмагничивание которого осуществляется продольным полем соленоида. К каждому из концов циркулятора подключены два взаимно-перпендикулярных волновода, причем волноводы, подходящие к противоположным концам циркулятора, повернуты относительно друг друга на  $45^\circ$  (рис. 8). Циркулятор работает следующим

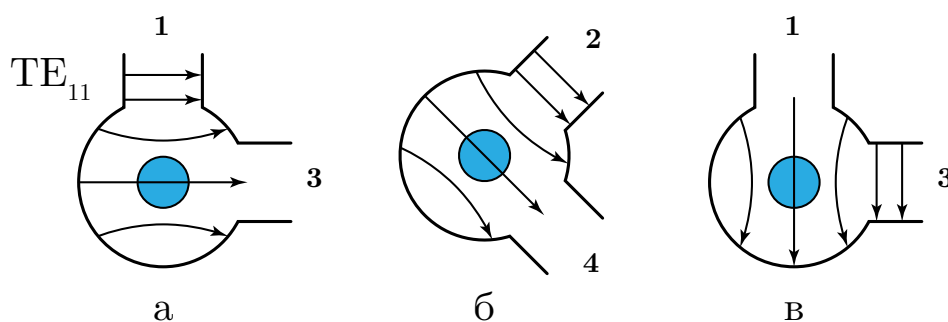


Рис. 8: Схема работы циркулятора на эффекте Фарадея

образом. Допустим, что высокочастотная мощность поступает в систему через волновод 1. При определенном значении поля подмагничивания в феррите плоскость поляризации волны в противоположном конце круглого волновода оказывается повернутой на  $45^\circ$  относительно своего исходного положения

(см. рис. 8б). В этом случае мощность поступает в волновод 2, а волновод 4 не возбуждается, т. е. мощность поступает из первого плеча циркулятора во второе.

Если при той же величине поля подмагничивания циркулятор запитывать из второго плеча, плоскость поляризации волны  $TE_{11}$  будет поворачиваться в том же направлении относительно  $\mathbf{H}_0$  (в изображенном случае — по часовой стрелке). Такое поле возбуждает лишь 3-й волновод (рис. 8в).

Схема установки приведена на рис. 9. Циркулятор был настроен таким образом, чтобы при подключении генератора к 1-му плечу, при измерении, мощность во 2-м плече была максимальной, при минимальных мощностях в 3-м и 4-м плечах.

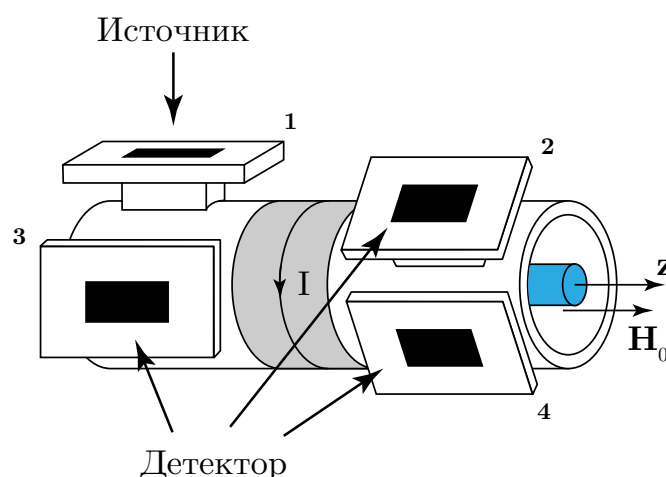


Рис. 9: Схема установки с циркулятором

Источник поочередно подключался ко всем 4-м волноводам. Измерения проводились на оставшихся 3-х волноводах, при этом волноводы замыкались согласованной нагрузкой. Произведенные замеры приведены в таблице 1.

Исходя из измерений, можно сказать, что циркулятор работает, в соответствии с теорией. Основной процент мощности, при «положительном» токе, циркулирует следующим образом :  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ , и в обратном направлении при «отрицательном» токе (т.е.  $1 \rightarrow 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$  ).

Так как поворот плоскости поляризации при распространении в положительном направлении оси  $z$  происходит по часовой стрелке (относительно оси  $z$  при положительном  $R_0$ ), то в эксперименте, при «положительном» токе, направление оси  $z$  совпадает с направлением на рис. 9. При «отрицательном» токе, направление напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  меняется, вместе с

$k \backslash i$	1	2	3	4
1		$\frac{85}{370}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{360}{40}$
2	$\frac{410}{110}$		$\frac{110}{360}$	$\frac{80}{100}$
3	$\frac{0}{0}$	$\frac{360}{100}$		$\frac{60}{350}$
4	$\frac{40}{380}$	$\frac{65}{65}$	$\frac{360}{70}$	

Таблица 1:  $i$  - номер волновода, к которому подключен источник,  $k$  - номер волновода, с которого снимаются показания. Верхние значения соответствуют «положительному» направлению тока через обмотку, а нижние - «отрицательному»

направлением оси  $z$  (см. рис. 10 ).

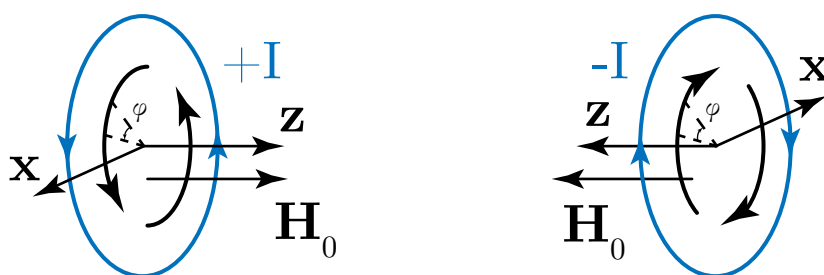


Рис. 10: Направление протекания тока и поворота плоскости поляризации.

### 2.3. Волноводный вентиль

Волноводный вентиль представляет собой отрезок прямоугольного волновода, в который помещена ферритовая пластинка, подмагниченная статическим магнитным полем. Такое устройство является невзаимным, и при определенном соотношении между  $\omega_H$  и  $\omega$  постоянная затухания для одного из направлений резко возрастает, оставаясь маленьким для противоположного направления.

Вентиль характеризуется вентильным отношением:

$$\gamma = \frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{обр}}}, \quad (16)$$

где  $P_{\text{пр}}$  и  $P_{\text{обр}}$  - мощность, прошедшая через вентиль в прямом и обратном направлении соответственно.

В ходе работы были измерены мощности на выходе волноводного вентилля при прямом и обратном прохождении волн. Для прямого направления было получено  $P_{\text{пр}} = 450 \text{ a.u.}$ , для обратного направления измерить точное значение не удалось, прибор не смог зафиксировать столь малые значения. В связи с этим была сделана оценка выходной мощности при прохождении в обратном направлении:  $P_{\text{обр}} < 0.5 \text{ a.u.}$ . Таким образом, вентиляное отношение  $\gamma \geq 900$ .



### 3. Приложение

Верхнее плечо		10.6 ГГц										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
1 катушка	460	450	420	370	285	150	20	45	240	420		4 дБ
	460	460	445	390	310	190	40	35	230	410		4 дБ
2 катушка	260	270	290	310	340	380	420	440	410	370	330	6 дБ
	260	280	290	310	345	380	430	445	410	370	330	6 дБ
1 и 2	330	330	320	300	280	230	210	150				6 дБ
	330	320	320	310	300	260	240	160				6 дБ
Нижнее плечо												
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
1 катушка	110	110	130	170	240	320	410	440	390	300	190	5.5 дБ
	110	120	150	200	260	340	410	440	390	300	190	5.5 дБ
2 катушка	240	230	210	180	130	50	10	30	190	360	450	3.5 дБ
	240	230	210	170	130	50	10	40	200	370	460	3.5 дБ
1 и 2	250	260	300	360	415	460	445	460				3.5 дБ
	250	240	270	320	370	420	415	440				3.5 дБ

Таблица 1: Протокол волноводного переключателя

$k \backslash i$	1	2	3	4
1		$\frac{85}{370}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{360}{40}$
2	$\frac{410}{110}$		$\frac{110}{360}$	$\frac{80}{100}$
3	$\frac{0}{0}$	$\frac{360}{100}$		$\frac{60}{350}$
4	$\frac{40}{380}$	$\frac{65}{65}$	$\frac{360}{70}$	

Таблица 2: Протокол циркулятора