

01; 05; 09

© 1990 г

## МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДНЫЕ МОДЫ В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТА С ПОПЕРЕЧНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

*Е. О. Каменецкий, О. В. Соловьев*

В работе исследуются волноводные моды в касательно намагниченных металлизированных пленках феррита со ступенчатой и плавной поперечной неоднородностью магнитного поля.

Такие структуры могут быть реализованы благодаря использованию магнитных концентраторов или проводников с током, расположенных вблизи поверхности феррита.

Рассмотрены условия, при которых возможно существование объемных и поверхностных волноводных мод, исследован их спектр. Рассчитана частотная зависимость группового времени задержки для рассматриваемых мод. Показано, что для объемных мод имеются участки со слабой зависимостью времени задержки от частоты.

1. Перспективы использования неоднородных магнитных полей в ферритовых пленках для управления характеристиками спин-волновых приборов делают актуальной задачу исследования дисперсионных свойств волноводящих каналов, образованных поперечной неоднородностью поля. В работах [1, 2] выполнен анализ дисперсии магнитоэлектрических волноводных мод в волноводящей структуре, образованной неоднородностью нормального магнитного поля. В работе [3] приводятся результаты экспериментального исследования прохождения поверхностной магнитоэлектрической волны при наличии неоднородности касательного магнитного поля, а также теоретически рассмотрены условия формирования волноводящих каналов за счет неоднородности поля. Анализ дисперсии поверхностных МСВ в металлизированной ферритовой пластине со ступенчатой неоднородностью касательного магнитного поля выполнен в [4].

В настоящей работе анализируется дисперсия объемных и поверхностных волноводных мод в касательно намагниченных металлизированных пленках феррита со ступенчатой и плавной поперечной неоднородностью магнитного поля. Такие структуры могут быть реализованы благодаря использованию ферромагнитных концентраторов или же проводников с током, расположенных вблизи пленки феррита. В последнем случае очевидна широкая возможность управления величиной и характером неоднородности.

2. Модель исследуемой структуры задается следующим образом. Считаем, что волновой процесс направлен вдоль оси  $z$ . Структура помещена в касательное магнитное поле, направленное по оси  $y$ . Величина этого поля меняется вдоль оси  $x$ , но остается неизменной по толщине пленки феррита.

Характер распределения поперечной неоднородности магнитного поля определяется геометрией магнитного концентратора. Нами будут рассмотрены два вида концентраторов: ленточный и цилиндрический. На рис. 1 представлены два варианта геометрии структуры и приведены графики распределения касательной составляющей магнитного поля для этих вариантов.

Теоретическое исследование дисперсии волноводящих каналов существенно упрощается при условии возможности разделения переменных в поперечном сечении волновода. В этом случае справедлива независимая сшивка решений на поперечных границах прямоугольного волновода. Подобная методика ана-

лиза применима в изотропных металлизированных волноводах, а также в изотропных открытых волноводах при определенных условиях. Эти условия, хорошо известные в теории оптических волноводов, характеризуют так называемое приближение Маркатили [5]. В нашем случае касательно намагниченной пленки феррита использование разделения переменных требует специального обсуждения. Мы остановимся на обосновании полученных результатов после анализа дисперсии волноводных мод в структуре со ступенчатой неоднородностью поля.

3. Применение разделения переменных для магнитоэлектрического потенциала  $\Psi$ , представляемого в виде

$$\Psi = \Phi(x) \cdot e^{-i(k_y y + k_z z)}, \quad (1)$$

позволяет записать уравнение Уокера как

$$\frac{d^2 \Phi(x)}{dx^2} - \mu(x)(k_y^2 + k_z^2)\Phi(x) = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\mu(x)$  — диагональная компонента тензора  $\hat{\mu}$ ;  $k_y, k_z$  — волновые числа соответственно по осям  $y$  и  $z$ .

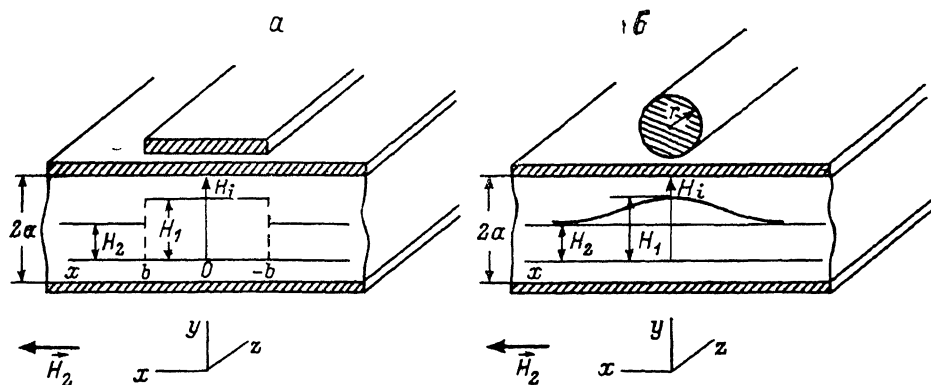


Рис. 1. Геометрия структур со ступенчатой (а) и плавной (б) неоднородностью внутреннего магнитного поля.

Для любого значения  $x$  на металле имеет место равенство нулю нормальной компоненты магнитной индукции, т. е. при  $y = \pm a$  справедливы соотношения вида

$$\mu(x) \frac{\partial \Psi}{\partial y} - i\mu_a(x) \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Здесь  $\mu_a$  — недиагональная компонента тензора  $\hat{\mu}$ .

Из условия (3) с учетом представления (1) имеем

$$[(\mu(x))^2 k_y^2 + (\mu_a(x))^2 k_z^2] \sin(2k_y a) = 0. \quad (4)$$

Под объемными волноводными модами будем понимать моды, у которых  $k_y^2 > 0$ . Решением уравнения (4) для объемных мод является

$$k_y = \frac{n\pi}{2a}. \quad (5)$$

В случае  $k_y^2 < 0$  имеем поверхностные волноводные моды. Для этих мод в соответствии с (4) имеем

$$k_y^2 = -\left(\frac{\mu_a(x)}{\mu(x)}\right)^2 k_z^2. \quad (6)$$

Волноведущий канал вдоль оси  $z$  создается при наличии точек возврата на оси  $x$  и при условии, что значение функции  $\Phi(x)$  стремится к нулю при  $|x| \rightarrow \infty$ . Из (2) видно, что для объемных мод волноведущий канал образуется, если

$\mu(x) < 0$  в центральной части и  $\mu(x) > 0$  в периферийных областях (за точками возврата) волновода. В случае поверхностных волноводных мод из (2) и (6) имеем

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} - \mu_{\perp}(x) \cdot k_x^2 \Phi(x) = 0, \quad (7)$$

где

$$\mu_{\perp}(x) = \frac{(\mu(x))^2 - (\mu_n(x))^2}{\mu(x)}. \quad (8)$$

Для образования волноведущего канала необходимо иметь  $\mu_{\perp}(x) < 0$  в центральной части и  $\mu_{\perp}(x) > 0$  в периферийных частях волновода.

Условия образования волноведущих каналов позволяют определить предельные частоты  $\omega_{\min}$  и  $\omega_{\max}$  полосы прозрачности волновода. Обозначим перепад значений магнитного поля по оси  $x$  как

$$\delta = \frac{H_1 - H_2}{H_2}, \quad (9)$$

где  $H_1$  — экстремальное значение магнитного поля в волноведущем канале,  $H_2$  — однородное «фоновое» поле.

При  $\delta > 0$  имеем для объемных мод

$$\omega_{\min} = \omega_{\perp 2} \equiv \sqrt{\omega_{H_2}(\omega_{H_2} + \omega_M)}, \quad \omega_{\max} = \omega_{\perp 1} \equiv \sqrt{\omega_{H_1}(\omega_{H_1} + \omega_M)}, \quad (10)$$

для поверхностных мод

$$\omega_{\min} = \omega_{H_2} + \omega_M, \quad \omega_{\max} = \omega_{H_1} + \omega_M. \quad (11)$$

При  $\delta < 0$  для объемных мод

$$\omega_{\min} = \omega_{H_1}, \quad \omega_{\max} = \omega_{H_2}, \quad (12)$$

для поверхностных мод

$$\omega_{\min} = \omega_{\perp 1} \equiv \sqrt{\omega_{H_1}(\omega_{H_1} + \omega_M)}, \quad \omega_{\max} = \omega_{\perp 2} \equiv \sqrt{\omega_{H_2}(\omega_{H_2} + \omega_M)}. \quad (13)$$

В выражениях (10)–(13) введены следующие обозначения:  $\omega_{H_{1,2}} = \gamma H_{1,2}$  — частота ферромагнитного резонанса,  $\omega_M = \gamma \cdot 4\pi M_0$ ,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $M_0$  — намагниченность насыщения.

4. Для ленточного концентратора профиль распределения касательной составляющей магнитного поля будем задавать ступенчатой функцией. Решения для потенциала в областях 1 и 2 магнитного поля (рис. 1, а) запишем следующим образом:

$$\Psi^{(1)}|_{|x| \leq b} = (A \cos(k_x^{(1)}x) + B \sin(k_x^{(1)}x))(C^{(1)} \cos(k_y y) + D^{(1)} \sin(k_y y)) e^{-i k_x x}, \quad (14)$$

$$\Psi^{(2)}|_{x \geq b} = (C^{(2)} \cos(k_y y) + D^{(2)} \sin(k_y y)) e^{-k_x^{(2)}(x-b)} e^{-i k_x x}, \quad (15)$$

$$\Psi^{(3)}|_{x \leq -b} = (C^{(2)} \cos(k_y y) + D^{(2)} \sin(k_y y)) e^{k_x^{(2)}(x+b)} e^{-i k_x x}. \quad (16)$$

В этих выражениях  $k_y$  — вещественное число для объемных мод и мнимое число для поверхностных мод. Сшивку этих решений при выполнении граничных условий, определяющих непрерывность потенциала  $\Psi$  и производной  $d\Psi/dx$  на границах  $x = \pm b$ , дает характеристическое уравнение

$$\operatorname{tg}(2k_x^{(1)}b) = \frac{2 \cdot k_x^{(1)} k_x^{(2)}}{(k_x^{(1)})^2 - (k_x^{(2)})^2}. \quad (17)$$

Для объемных мод выражение на основании (2) переписывается в виде

$$\operatorname{tg}(2k_x^{(1)}b) = \frac{2\sqrt{|\mu^{(1)}| |\mu^{(2)}|}}{|\mu^{(1)}| - |\mu^{(2)}|}. \quad (18)$$

Здесь  $\mu^{(j)}$ ,  $j=1, 2$  — диагональная компонента тензора  $\hat{\mu}$  для каждой из областей магнитного поля. При этом  $\mu^{(1)} < 0$ ,  $\mu^{(2)} > 0$ . Аналогичное выражение нетрудно получить для поверхностных мод. На основании (7) представим (17) как

$$\operatorname{tg}(2k_x^{(1)}b) = \frac{2\sqrt{|\mu_1^{(1)}| |\mu_1^{(2)}|}}{|\mu_1^{(1)}| - \mu_1^{(2)}}. \quad (19)$$

Здесь  $\mu_1^{(j)}$ ,  $j=1, 2$  — величины, определяемые выражением (8) для каждой из областей магнитного поля. При этом  $\mu_1^{(1)} < 0$ ,  $\mu_1^{(2)} > 0$ .

Для рассматриваемого случая ступенчатой неоднородности касательного поля на основании (2), (5) и (18) получим дисперсионное уравнение для объемных волноводных мод

$$k_x \cdot a = \sqrt{\frac{(a/b)^2}{|\mu^{(1)}|} \left( \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\mu^{(2)}}{|\mu^{(1)}|} + m \frac{\pi}{2}} \right)^2 - \left( n \frac{\pi}{2} \right)^2}. \quad (20)$$

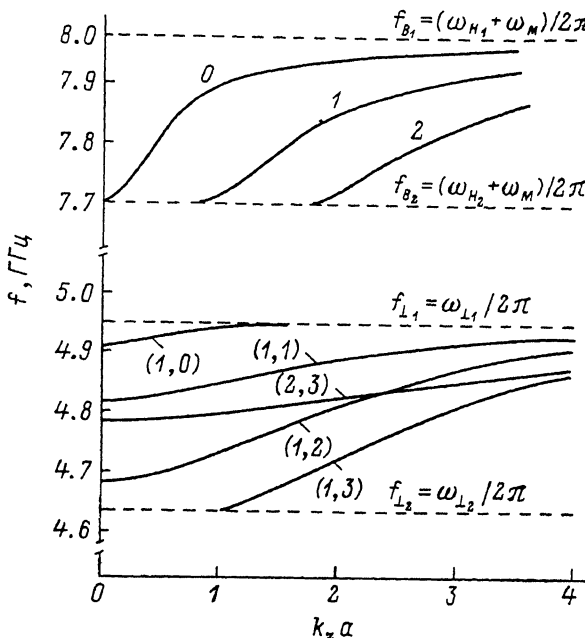


Рис. 2. Дисперсионные характеристики волноводных мод в структуре со ступенчатым профилем магнитного поля при  $\delta=0.1$ ,  $b/a=5$ .

На основании (7) и (19) имеем дисперсионное уравнение для поверхностных волноводных мод

$$k_x \cdot a = \frac{a}{b\sqrt{|\mu_1^{(1)}|}} \left( \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\mu_1^{(2)}}{|\mu_1^{(1)}|} + m \frac{\pi}{2}} \right). \quad (21)$$

В выражениях (20) и (21) ( $m=0, 1, 2, 3, \dots$ ;  $n=1, 2, 3, \dots$ ) нетрудно показать, что четные значения  $m$  соответствуют симметричному распределению потенциала по оси  $x$ , а нечетные значения  $m$  — антисимметричному распределению.

На рис. 2 представлены дисперсионные характеристики объемных и поверхностных волноводных мод, рассчитанные на основании (20) и (21) при  $\delta=0.1$ ,  $b/a=5$ ,  $H_2=1000$  Э,  $4\pi M_0=1750$  Гс. Диапазон существования объемных мод  $\omega_{12} \leq \omega \leq \omega_{11}$ . Первая цифра в скобках соответствует величине  $n$ , вторая — величине  $m$ . Для объемных мод характерна как отсечка по частоте, так и отсечка по волновому числу  $k_x$ . Рост индекса  $n$  может привести к переходу от отсечки по  $k_x$  к отсечке по  $\omega$ . При этом наблюдается сужение полосы прозрачности мод. Возрастание индекса  $m$  приводит к обратной ситуации — расширению полосы прозрачности мод и переходу от частотной отсечки к отсечке по волновому числу.

Характерной особенностью дисперсии объемных волноводных мод является наличие точек пересечения дисперсионных характеристик. В этих точках имеет место фазовый синхронизм. Наличие потерь в структуре, а также продольной нерегулярности канала может привести к взаимодействию мод.

Диапазон существования поверхностных волноводных мод  $\omega_{H_2} + \omega_M \leq \omega \leq \omega_{H_1} + \omega_M$ . Цифры в скобках для дисперсионных кривых поверхностных мод (рис. 2) соответствуют величине  $m$ . Для этих мод характерна только отсечка по волновому числу  $k_z$ . С ростом величины  $m$  растет величина  $k_z$ , соответствующая отсечке.

Отметим еще ряд особенностей, характерных для рассматриваемого волновода. Из анализа выражения (20) следует, что рост отношения  $b/a$  приводит к сужению полосы прозрачности волновода. В пределе  $b/a \rightarrow \infty$  все дисперсионные кривые объемных мод вырождаются в линию, параллельную оси  $k_z$  и соответствующую частоте  $\omega_{11}$ . Выражение (21) показывает, что при  $b/a \rightarrow \infty$  дисперсионные кривые поверхностных мод переходят в ломаную линию (рис. 2).

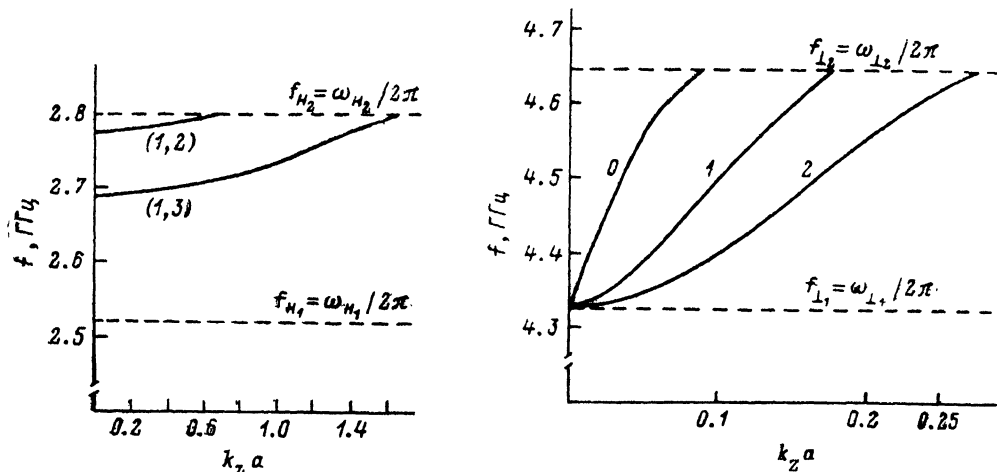


рис. 3. Дисперсионные характеристики объемных волноводных мод в структуре со ступенчатым профилем магнитного поля при  $\delta = -0.1$ ,  $b/a = 1$ .

рис. 4. Дисперсионные характеристики поверхностных волноводных мод в структуре со ступенчатым профилем магнитного поля при  $\delta = -0.1$ ,  $b/a = 5$ .

Предельный переход  $b/a \rightarrow \infty$  приводит нас к известному случаю резонанса в металлизированном слое феррита, помещенном в однородное поперечное касательное поле [6, 7].

Рост перепада поля  $\delta$  ведет к расширению полосы прозрачности для каждой из мод, однако до определенного предела. Для объемных мод верхняя частота для всех мод характеризуется частотой  $\omega_{11}$ , нижняя частота зависит от номера моды и определяется либо из выражения (20) при условии  $k_z = 0$ , либо равна  $\omega_{12}$ . Очевидно, самой нижней частотой полосы прозрачности волновода является частота, определяемая условием  $\omega = \omega_{12} = \omega_{H_1}$ , что соответствует определенному значению перепада магнитных полей. Это значение перепада будем называть характерным перепадом  $\delta'$ . Нетрудно показать, что величина  $\delta'$  для объемных мод определяется из выражения

$$\delta'_{00} = \sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_{H_2}}} - 1. \quad (22)$$

Для нашего случая  $H_2 = 1000$  Э,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс имеем  $\delta'_{00} = 0.658$ . Из выражения (20) следует, что при  $\delta \rightarrow \delta'$  к нижней частоте  $\omega_{12}$  приближаются лишь моды, у которых при конечных значениях  $n$   $m \rightarrow \infty$ .

В случае поверхностных волноводных мод характерный перепад магнитных полей  $\delta'$  определяется из условия  $\omega_{H_2} + \omega_M = \omega_{11}$ . Это условие позволяет записать выражение для величины  $\delta'$

$$\delta'_{\text{пов}} = \sqrt{\frac{5}{4} \left( \frac{\omega_M}{\omega_{H_2}} \right)^2 + 2 \frac{\omega_M}{\omega_{H_2}} + 1} - \frac{\omega_M}{2\omega_{H_2}} - 1. \quad (23)$$

Для рассматриваемого случая  $H_2 = 1000$  Э,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс имеем  $\delta'_{\text{пов}} = 1.011$ .

Остановимся на случае отрицательных  $\delta$ , когда в центральной части структуры имеет место провал поля. При  $\delta < 0$  частотный диапазон волноведущего канала для объемных мод смещается вниз по частоте в область, расположенную между  $\omega_{H_1}$  и  $\omega_{H_2}$ . На основании (20) нетрудно показать, что при  $\delta = -0.1$ ,  $b/a = 5$ ,  $H_2 = 1000$  Э,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс для низшего значения  $n = 1$  имеем  $k_z^2 > 0$  при  $m \geq 15$ . Это значит, что при этих условиях в волноведущем канале могут распространяться лишь моды со значением  $m \geq 15$ . Уменьшить минимальное значение  $m$  для распространяющихся мод можно уменьшением отношения  $b/a$ . На рис. 3 показаны дисперсионные характеристики объемных мод при  $\delta = -0.1$ ,  $b/a = 1$ . Остальные параметры взяты без изменения.

Отметим особенности дисперсии объемных мод при отрицательных значениях  $\delta$ . Каждая из распространяющихся мод имеет на нижней частоте отсечку по  $\omega$ , а на верхней частоте ( $\omega = \omega_{H_2}$ ) отсечку по  $k_x$ . При этом отсутствует пересечение дисперсионных характеристик. При  $b/a \rightarrow \infty$  все дисперсионные характеристики стягиваются в точку  $k_x = 0$ ,  $\omega = \omega_{H_2}$ . Рост модуля  $\delta$  ведет к расширению полосы прозрачности. Характерное значение величины  $\delta$  для объемных мод в этом случае определяется очевидным условием  $\omega_{H_2} = \omega_{11}$  и находится из выражения

$$\delta'_{\text{об}} = \frac{1}{\omega_M / 2\omega_{H_2} + \sqrt{(\omega_M / 2\omega_{H_2})^2 + 1}} - 1. \quad (24)$$

Для рассматриваемого случая  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $H_2 = 1000$  Э имеем  $\delta'_{\text{об}} = -0.746$ .

Частотный диапазон волновода поверхностных мод при отрицательных  $\delta$  расположен между  $\omega_{11}$  и  $\omega_{12}$ . На рис. 4 приведены дисперсионные кривые поверхностных мод, рассчитанные на основании (21) при  $\delta = -0.1$ ,  $b/a = 5$ . Для всех поверхностных мод характерен один и тот же частотный диапазон. При этом для  $\omega = \omega_{12}$  моды имеют отсечку по  $k_x$ . Предел  $b/a \rightarrow \infty$  приводит к тому, что все моды вырождаются в линию, расположенную на оси частот между  $\omega_{11}$  и  $\omega_{12}$ . Характерное значение  $\delta'$  для поверхностных мод при отрицательном перепаде полей определяется из условия  $\omega_{H_1} + \omega_M = \omega_{12}$ . Из этого условия имеем

$$\delta'_{\text{пов}} = \sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_{H_2}}} - \left( 1 + \frac{\omega_M}{\omega_{H_2}} \right). \quad (25)$$

Для нашего случая имеем  $\delta'_{\text{пов}} = -1.09$ . Таким образом, при взятых нами значениях  $4\pi M_0$  и  $H_2$  достижение предельного перепада, определяемого выражением (25), возможно лишь при изменении направления поля  $H_1$ .

5. Остановимся на обосновании полученных результатов. Вполне очевиден тот факт, что одновременное удовлетворение граничных условий (3) на металле в областях 1 и 2, отличающихся значениями касательного магнитного поля, входит в противоречие с требованиями непрерывности потенциала  $\Psi$  и производной  $d\Psi/dx$  на границах  $x = \pm b$ , на основании которых было получено уравнение (17). Именно это обстоятельство и заставило автора работы [4] использовать метод частичных областей при анализе структуры со ступенчатой неоднородностью касательного магнитного поля. Однако в работе [4] для частного случая поверхностных мод показано, что сшивка решений, соответствующих отдельным модам в базисах частичных областей, приводит к результатам, слабо отличающимся от результатов численного счета с использованием представлений по полным базисам частичных областей. Фактически это указывает на малую погрешность, допускаемую в анализе дисперсии, проводимом на основании метода разделения переменных. В настоящей работе мы расширили применение

метода разделения переменных не только на случай анализа объемных мод в структуре со ступенчатой неоднородностью поля, но и на случай анализа объемных мод в структуре с плавной неоднородностью поля. Вполне очевиден тот факт, что точность используемого приближения будет тем выше, чем меньше перепад  $\delta$ . С другой стороны, более точным решениям соответствуют участки дисперсионных кривых с большими величинами  $k_x$ .

6. В случае магнитного концентратора цилиндрической формы (рис. 1, б) при выполнении условия  $r \gg 2a$  распределение касательной составляющей магнитного поля описывается выражением

$$H(x) = H_2 + \frac{H_1 - H_2}{1 + (x/r)^2}, \quad (26)$$

где  $H_1, H_2$  — значения поля  $H$  при  $x=0$  и  $|x| \rightarrow \infty$  соответственно.

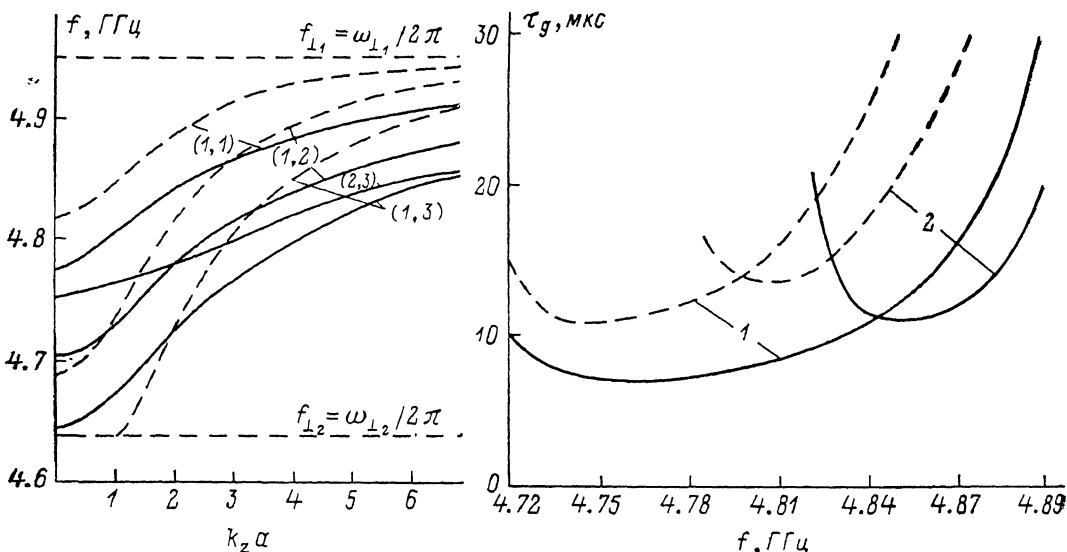


Рис. 5. Дисперсионные характеристики объемных мод в структуре с плавной неоднородностью магнитного поля (сплошные линии) при  $\delta=0.1, r/a=5$  и в структуре со ступенчатой неоднородностью (штриховые линии) при  $b/a=5$ .

Рис. 6. Частотные зависимости группового времени задержки для объемной моды (1, 1) при  $\delta=0.1$  в структуре с плавной (штриховые линии) и ступенчатой (сплошные линии) неоднородностью магнитного поля.

1 —  $r/a, b/a=3$ ; 2 —  $r/a, b/a=5$ .

Нетрудно показать, что при таком распределении поля зависимость диагональной компоненты тензора магнитной проницаемости  $\mu(x)$  хорошо описывается аппроксимацией

$$\mu(x) = P + \frac{Q}{\text{ch}^2(ax)}, \quad (27)$$

где  $P, Q$  и  $a$  — константы, определяемые полями  $H_1, H_2$  и радиусом  $r$ .

Использование (27) позволяет привести уравнение (2) к дифференциальному уравнению гипергеометрического типа, аналогичному уравнению Шредингера для квантового линейного осциллятора [8]. Для рассматриваемого здесь случая плавной неоднородности нами будет исследована дисперсия объемных волноводных мод. Условие конечности  $\Psi(x)$  при  $|x| \rightarrow \infty$  приводит к следующему дисперсионному соотношению для объемных мод:

$$k_x a = \left\{ \left( \frac{aa}{2|\mu^{(1)}|} \right)^2 [(2m+1)^2 \sqrt{\mu^{(2)}} + \sqrt{(2m+1)^2 \mu^{(2)} + 4m(m+1)|\mu^{(1)}|}]^2 - \left( \frac{\pi\pi}{2} \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (28)$$

Здесь  $\mu^{(1)}$  и  $\mu^{(2)}$  — диагональная компонента тензора  $\hat{\mu}$  соответственно при  $x=0$  и  $|x| \rightarrow \infty$ . На рис. 5 сплошными линиями показаны дисперсионные характеристики, рассчитанные на основании (28) при  $\delta=0.1$ ,  $r/a=5$  и толщине пленки  $2a=20$  мкм. Для сравнения на этом же рисунке штриховыми линиями показаны дисперсионные характеристики отдельных объемных мод, построенные в соответствии с рис. 2 для ступенчатого распределения поля.

Полученные дисперсионные характеристики волноводных мод для ступенчатой и плавной неоднородностей магнитного поля позволяют рассчитать частотную зависимость группового времени задержки для рассматриваемых мод. Эти частотные зависимости для объемной моды (1, 1) представлены на рис. 6. Сплошными линиями показаны частотные зависимости времени задержки на единицу длины спин-волновой линии для ступенчатой поперечной неоднородности поля при  $\delta=0.1$  и  $b/a=3$ ; 5, штриховыми — аналогичные зависимости для плавной неоднородности поля при  $2a=20$  мкм,  $\delta=0.1$  и  $r/a=3$ ; 5. Необходимо отметить наличие заметных участков со слабой зависимостью времени задержки от частоты, а также тот факт, что сами значения времени задержки могут достигать весьма больших величин.

При создании плавной неоднородности с помощью цилиндрического концентратора может быть реализован провал поля в центральной части структуры ( $\delta < 0$ ). Анализ показывает, что характер дисперсии в этом случае не имеет принципиальных отличий от случая ступенчатой неоднородности поля (рис. 3).

В заключение авторы выражают благодарность Б. А. Калиникосу за постоянное внимание к работе и обсуждение полученных результатов.

#### Список литературы

- [1] *Tsutsumi M., Masaoka Y., Kumagai N.* // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1981. Vol. MTT-29. N 6. P. 583—586.
- [2] *Yashiro K., Ohkawa S.* // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1981. Vol. MTT-29. N 7. P. 745—747.
- [3] *Stancil D., Morgenthaler F.* // J. Appl. Phys. 1983. N 3. P. 1613—1618.
- [4] *Васильев И. В.* // Ряз. 1984. Т. 29. № 5. С. 908—913.
- [5] *Marcuse D.* Theory of dielectric optical waveguides. New York; London: Academic Press, 1974. 378 p.
- [6] *Yukawa T., Yamada J., Abe K.* // Jap. J. Appl. Phys. 1977. N 12. P. 2187—2196.
- [7] *Гуревич А. Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [8] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 753 с.

Ленинградский электротехнический  
институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию  
15 апреля 1989 г.