1995 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 65, N 8

05;09

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЯМЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ–ДИЭЛЕКТРИК–МЕТАЛЛ, НАМАГНИЧЕННОЙ ЛИНЕЙНО НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А.В.Вашковский, В.И.Зубков, Э.Г.Локк, В.И.Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН,
141120, Фрязино, Московская область, Россия
(Поступило в Редакцию 7 июня 1994 г.
В окончательной редакции 9 ноября 1994 г.)

Теоретически исследованы траектории и законы изменения величины и направления волнового вектора **k** поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) различных частот, распространяющихся в структуре феррит–диэлектрик–металл, намагниченной линейно неоднородным постоянным магнитным полем $H_z(z)$, в зависимости от толщины диэлектрика. Показано, что распространение ПМСВ независимо от толщины диэлектрика происходит в волноведущем канале, на одной границе которого имеет место зеркальное отражение ПМСВ, а на другой — поворот направления распространения ПМСВ. Установлено, что наличие металлического слоя при толщине диэлектрика, меньшей толщины ферритового слоя, существенно усиливает канализирующие свойства неоднородного магнитного поля $H_z(z)$ по сравнению с распространением ПМСВ в ферритовой пленке и вызывает эффект сильной фокусировки ПМСВ различных частот в некоторой области волноведущего канала. Полученные результаты необходимо учитывать при создании устройств на ПМСВ.

Магнитостатические волны (МСВ), распространяющиеся в ферритовых пленках (ФП) и в структурах феррит–диэлектрик–металл (ФДМ структурах), перспективны для создания твердотельных систем аналоговой обработки информации в СВЧ диапазоне (см., например, [1]). Это делает актуальным изучение способов управления дисперсионными свойствами поверхностных МСВ (ПМСВ), к числу которых, в частности, относятся создание неоднородного магнитного поля H_c (далее поля H_c) на пути распространения ПМСВ [2–7] и в ФДМ структурах изменение толщины диэлектрического слоя [1,8]. Ниже приведены результаты исследования траекторий и законов изменения величины и направления волнового вектора **k** ПМСВ различных частот, распространяющихся в ФДМ структуре, намагниченной линейно неоднородным постоянным магнитным полем $H_z(z)$, в зависимости от толщины диэлектрического слоя.

Рассмотрим распространение ПМСВ в поле $H_c = H_0 + H_n$, где H_0 — однородное поле (далее поле H_0), а H_n — неоднородная добавка к нему. Пусть $H_n \ll H_0$ и медленно меняется на расстоянии порядка длины ПМСВ. Тогда, как показано в [3-7], описание влияния поля $\mathbf{H}_c$ на распространение ПМСВ можно ограничить учетом только составляющей поля H_n вдоль поля H_0. В поле $\mathbf{H}_c$ находится бесконечная в плосткости $y0z$ ФДМ структура, состоящая из ФП толщиной d, намагниченной до насыщения, идеально проводящего металлического слоя и диэлектрического слоя в виде воздушного зазора b между ними. Пусть плоскость $y0z$ совпадает с поверхностью ФП, ближайшей к металлическому слою ФДМ структуры, и поле $\mathbf{H}_c$ направлено вдоль оси $0z$. Линейно неоднородное поле H_c записывается в виде

$$H_c = H_z(z) = H_0 + 4\pi M_0 z a^{-1} = 4\pi M_0(\Omega_H + z a^{-1}), \tag{1}$$

где $\Omega_H = H_0(4\pi M_0)^{-1}$, $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения ФП, $4\pi M_0 a^{-1}$ — градиент поля H_c.

Линии уровня поля H_c в плоскости ФП представляют собой семейство прямых, параллельных оси $0y$. Эксперментально возможность создания полей H_c, близких к линейно неоднородному, при $H_n \ll H_0$ показана нами в [5,6,9].

В ФДМ структуре распространяется ПМСВ с частотой $\omega = 2\pi f$, волновой вектор $\mathbf{k}$ и групповая скорость $\mathbf{s}$ которой направлены под углами φ и ψ к оси $0y$. Поскольку $H_n \ll H_0$, то дисперсионное соотношение для ПМСВ как в ФП [3-7], так и в ФДМ структуре имеет тот же вид, что и для ПМСВ в поле H_0, а неоднородность поля H_c учитывается подстановкой соответствующего значения из (1) в компоненты тензора магнитной проницаемости μ и ν, т.е.

$$\mu = 1 + \Omega_{Hz}\left(\Omega_{Hz}^2 - \Omega^2\right)^{-1}, \qquad \nu = \Omega\left(\Omega_{Hz}^2 - \Omega^2\right)^{-1},$$

$$\Omega = \omega\left(4\pi|\gamma|M_0\right)^{-1}, \qquad \Omega_{Hz} = H_c(4\pi M_0)^{-1}, \tag{2}$$

где γ — гиромагнитное отношение для электрона.

Для наглядности известное дисперсионное соотношение для ПМСВ в ФДМ структуре [8] запишем в виде суммы двух слагаемых, первое из которых — дисперсионное соотношение для ПМСВ в ФП, а второе — добавка к нему, обусловленная наличием диэлектрического и металлического слоев,

$$\left[\beta - 2\mu\alpha\,\mathrm{cth}(\alpha k d)\right] + \left(\beta + 2 - 2p\nu\cos\varphi\right)\exp(-2kb) = 0, \tag{3}$$

где $\alpha = [\mu^{-1}\sin^2\varphi + \cos^2\varphi]^{1/2}$, $\beta = (\nu^2 - \mu^2 + \mu)\cos^2\varphi - \mu - 1$, $p = 1$ при распространении ПМСВ в плоскости $y0z$ и $p = -1$ при распространении ПМСВ в плоскости $x = -d$.

Напомним свойства ПМСВ в поле H_0, вытекающие из (3) при $p = 1$ [1,10,11] (случай $p = -1$, описывающий распространение ПМСВ по границе ФП-подложка, мало интересен: закон дисперсии ПМСВ мало отличается от такового в ФП, а потери на распространение ПМСВ, как

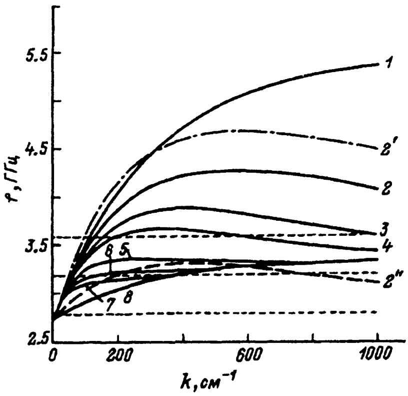

Рис. 1. Дисперсионные кривые $f(k)$ при $\Omega_H = 0.25$ и при различных b.
1 — $b = 0$, *2* — $d/3$, *3* — $2d/3$, *4* — d, *5* — $2d$, *6* — $3d$, *7* — $4d$, *8* — ∞.

правило, велики [1,10,11]). ПМСВ существуют в некотором частотном диапазоне (с нижней Ω_{un} и верхней Ω_{up} границами) и в некотором интервале углов φ, ограниченном углами "отсечки" $\pm\varphi_{\text{отс}}$. Частота нижней границы Ω_{un} определяется из (3) при $\varphi = \pm\varphi_{\text{отс}}$ (или при $\varphi = 0$ и $k = 0$ [1]) и равна

$$\Omega_{\text{un}} = \sqrt{\Omega_H(\Omega_H + 1)}. \tag{4}$$

Она не зависит от зазора b. Частота верхней границы $\Omega_{\text{up},b}$ определяется из (3) при $\varphi = 0$ и $k = \infty$. Она зивисит от зазора b и имеет наименьшее значение при $b = \infty$

$$\Omega_{\text{up},\infty} = \Omega_H + 0.5 \tag{5}$$

и наибольшее значение при $b = 0$

$$\Omega_{\text{up},0} = \Omega_H + 1. \tag{6}$$

Тип ПМСВ (прямые или обратные волны) зависит от зазора b и интервала изменения волнового числа k. Сказанное иллюстрируется рис. 1, где приведены дисперсионные кривые $f(k)$ ПМСВ, распространяющихся в ФДМ структуре ФП из железоиттриевого граната с намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс и толщиной $d = 15$ мкм при $\Omega_H = 0.25$ и $\varphi_0 = 30°$ (сплошные кривые) и различных зазорах b. (Частоты $f_{\text{un}} = 2.74$ ГГц, $f_{\text{up},\infty} = 3.34$ ГГц и $f_{\text{up},0} = 5.35$ ГГц). Дисперсионные кривые $f(k)$ имеют различный вид в зависимости от зазора b. При $b = \infty$ и $b = 0$ функции $f(k)$ — монотонно возрастающие, стремящиеся при $k \to \infty$ соответственно к $f_{\text{up},\infty}$ и $f_{\text{up},0}$ (кривые *1* и *8*), а описываемые ими ПМСВ — прямые волны. При $0 < b \leqslant 3d$ функции $f(k)$ имеют максимум в частотном диапазоне $f_{\text{up},\infty} < f < f_{\text{up},0}$ при $k = k_{\max}$ и стремятся к $f_{\text{up},\infty}$ при $k \to \infty$ (кривые *2*–*5*), ПМСВ при $0 < k < k_{\max}$ — прямые, а при $k_{\max} < k < \infty$ — обратные волны. При $b \approx 3d$ функция $f(k)$ имеет при малых k на частотах $f < f_{\text{up},\infty}$ слабо выраженные максимум и минимум и при $k \to \infty$ стремится к $f_{\text{up},\infty}$, а описываемые ею ПМСВ при $0 < k < k_{\max}$ и при $k_{\min} < k < \infty$ — прямые, а при $k_{\max} < k < k_{\min}$ — обратные волны. При $3d < b < \infty$ функции $f(k)$ имеют точку перегиба на частотах $f < f_{\text{up},\infty}$ при малых k, образующую как бы "полочку" на зависимости $f(k)$, и стремятся при

$k \to \infty$ к $f_{\mathrm{up},\infty}$ (кривые *6* и *7*), ПМСВ — прямые волны. Однако не все описанные волны можно наблюдать экспериментально. Поскольку потери на распространение ПМСВ обратно пропорциональны величине групповой скорости s [1,11], то ПМСВ, соответствующие экстремумам и точкам перегиба функции $f(k)$, наблюдать нельзя. Эксперименты, описанные в [10,11], подтверждают существование прямых и обратных ПМСВ, за исключением ПМСВ с малой групповой скоростью.

Задача о распространении ПМСВ в ФП и ФДМ структурах, намагниченных полем H_c произвольного вида, решается по методу Гамильтона–Якоби [6,7] и сводится к решению системы трех дифференциальных уравнений

$$\frac{dk}{dy} = -k\left(\frac{\partial k}{\partial y}\cos\varphi + \frac{\partial k}{\partial z}\sin\varphi\right)\left(k\cos\varphi + \frac{\partial k}{\partial\varphi}\sin\varphi\right)^{-1},$$

$$\frac{d\varphi}{dy} = \left(\frac{\partial k}{\partial y}\sin\varphi - \frac{\partial k}{\partial z}\cos\varphi\right)\left(k\cos\varphi + \frac{\partial k}{\partial\varphi}\sin\varphi\right)^{-1},$$

$$\frac{dz}{dy} = \left(k\sin\varphi - \frac{\partial k}{\partial z}\cos\varphi\right)\left(k\cos\varphi + \frac{\partial k}{\partial\varphi}\sin\varphi\right)^{-1}, \qquad (7)$$

где частные производные $\partial k/\partial y$, $\partial k/\partial z$ и $\partial k/\partial\varphi$ вычисляются из соотношения (3).

Начальные условия при решении уравнений (7) заданы в точке $y = z = 0$ и для ПМСВ с частотой Ω_i представимы в виде

$$\Omega = \Omega_i, \qquad \varphi = \varphi_0, \qquad H_c = H_0, \qquad k = k_{0,i}, \qquad (8)$$

где $k_{0,i}$ находится из (3) при выполнении первых трех условий (8).

Знание зависимостей волнового числа k и угла φ от координаты y и траекторий ПМСВ $z(y)$, полученное из решения (7), позволяет получить полное представление о распространении ПМСВ, что важно для практических целей. Так, антенны в устройствах на ПМСВ должны пересекать траектории ПМСВ $z(y)$, что определяет их форму, и быть наклоненными под углом $(90° + \varphi)$, а их ширина задается величиной волнового числа k. При изучении распространения ПМСВ вместо траекторий ПМСВ $z(y)$ часто [1,2,4,8] исследуют изменение направления распространения энергии ПМСВ (направления групповой скорости **s**), т.е. зависимости $\psi(y)$, которые определяются из $z(y)$, исходя из того, что касательные к траекториям в каждой точке поверхности ФП совпадают с направлением групповой скорости **s** и направлены под углом φ. Мы будем приводить зависимости $\varphi(y)$ наряду с траекториями $z(y)$, поскольку по зависимостям $\psi(y)$ легко судить об особых точках траекторий ПМСВ $z(y)$, которые при расчетах на ЭВМ иногда не очень заметны.

При распространении ПМСВ с заданной частотой Ω_i в поле H_c проекция волнового вектора **k** на линию уровня поля сохраняется постоянной, что ведет к непрерывному изменению угла φ в пределах $-\varphi_{\text{отс}} < \varphi < \varphi_{\text{отс}}$ и росту волнового числа k с увеличением модуля φ [3–7]. В полях $H_c = H_z(z)$ постоянна проекция волнового вектора **k** на ось $0y - k_{y,i}$. ПМСВ в ФДМ структуре могут быть, как показано выше при анализе соотношения (3), как прямыми, так и обратными. При этом функция $k(f)$ может быть двух- и трехзначной ($k_{y,i}$ может иметь два и три значения). Условие $k_{y,i} = \text{const}$ позволяет реализоваться только одному из них. Ниже рассматривается наиболее интересный и легко реализуемый на практике случай (ПМСВ, возбужденные широкополосным преобразователем), когда $k_{y,i}$ имеет либо одно значение, либо наименьшее из возможных. В этом случае в поле H_c ПМСВ — прямые волны.

ПМСВ с заданными частотой Ω_i и углом φ_0 в поле H_c может распространяться только в интервале $\delta H = H_{c,\text{up}} - H_{c,\text{un},b}$ изменения поля H_c. Границы интервала δH при распространении ПМСВ в ФДМ структуре определяются из дисперсионного соотношения (3) при $\Omega_i = \text{const}$.

Верхняя граница ($H_{c,\text{up}}$) определяется из условия, что заданная частота ПМСВ Ω_i становится равной частоте нижней границы частотного диапазона существования ПМСВ Ω_{un}, определяемой по (4), и равна [7]

$$\Omega_{H,\text{up}} = 0.5\left(\sqrt{4\Omega_i^2 + 1} - 1\right). \tag{9}$$

При $H_c = H_{c,\text{up}}$ угол $\varphi = \varphi_{\text{отс}}$. Эта граница не зависит от зазора b и совпадает с таковой для ПМСВ, распространяющейся в ФП, намагниченной полем H_0 или H_c любого типа [5–8,11,12].

Нижняя граница ($H_{c,\text{un},b}$) определяется из условия, что заданная частота ПМСВ Ω_i становится равной частоте верхней границы частотного диапазона существования ПМСВ $\Omega_{\text{up},b,k}$ при $k_{y,i} = \text{const}$, которая лежит в пределах $\Omega_{\text{up},\infty,k} \leqslant \Omega_{\text{up},b,k} \leqslant \Omega_{\text{up},0,k} < \Omega_{\text{up},0,\infty}$, определяемой по (6), так как $k_{y,i} < \infty$. Частота $\Omega_{\text{up},b,k}$ определяется из (3) при угле $\varphi = 0$ и при $k_{y,i} = \text{const}$. Из (3) видна ее сложная зависимость от зазора b. Определим ее наименьшее $\Omega_{\text{up},\infty,k}$ [7] и наибольшее $\Omega_{\text{up},0,k}$ значения при зазорах $b = \infty$ и $b = 0$

$$\Omega_{\text{up},\infty,k} = \sqrt{(\Omega_H + 0.5)^2 - 0.25\exp(-2k_{y,i}d)}, \tag{10}$$

$$\Omega_{\text{up},0,k} = \frac{1 + \sqrt{(3 + 4\Omega_H)^2 + 4\varkappa_{-1}(1 + \Omega_H)[(1 + 4\Omega_H) + \varkappa_{-1}\Omega_H]}}{2\varkappa_{+1}}, \tag{11}$$

где $\varkappa_1 = \operatorname{cth} k_{y,i}d - 1$ и $\varkappa_{+1} = \operatorname{cth} k_{y,i}d + 1$.

Ими приближенно можно пользоваться в ряде интересных для практики случаев. Граница $H_{c,\text{un},b}$ зависит от вида неоднородности поля H_c и среды, в которой распространяются ПМСВ. Поэтому она не совпадает с таковой для ПМСВ, распространяющейся в ФП, намагниченной линейно неоднородным полем H_c [7]. При зазорах $b = \infty$ и $b = 0$ она равна

$$\Omega_{H,\text{un},\infty} = 0.5\left(\sqrt{4\Omega_i^2 + \exp(-2k_{y,i}d)} - 1\right), \tag{12}$$

$$\Omega_{H,\text{un},0} = \frac{-(1 + \varkappa_{+1} + \sqrt{(2\varkappa_{+1}\Omega_i - 1)^2 + \varkappa_{+1}\varkappa_{-1}})}{2\varkappa_{+1}}. \tag{13}$$

Границы интервала δH являются линиями уровня поля H_c и в плоскости $y0z$ им соответствуют пространственные границы — прямые $z = z_{\rm up}$ и $z = z_{{\rm un},b}$; $z_{{\rm un},\infty} \leqslant z_{{\rm un},b} \leqslant z_{{\rm un},0}$; $z_{\rm up}$, $z_{{\rm un},\infty}$ и $z_{{\rm un},0}$ равны

$$z_{\rm up} = 0.5a\left(\sqrt{4\Omega_i^2+1} - 1 - 2\Omega_H\right), \tag{14}$$

$$z_{{\rm un},\infty} = 0.5a\left(\sqrt{4\Omega_i^2+\exp(-2k_{y,i}d)} - 1 - 2\Omega_H\right), \tag{15}$$

$$z_{{\rm un},0} = 0.5a\left(\frac{-1+\sqrt{(2\varkappa_{+1}\Omega_i-1)^2+\varkappa_{+1}\varkappa_{-1}}}{\varkappa_{+1}} - 1 - 2\Omega_H\right). \tag{16}$$

Из (14)–(16) видно, что $z_{\rm up}$ и $z_{{\rm un},b}$ растут с увеличением частоты ПМСВ f.

Как известно [7,12], в полях H_c ПМСВ могут распространяться в волноведущих каналах различных типов, при этом тип канала определяется соотношением полей $H_{c,{\rm un},b}$ и $H_{c,{\rm up}}$ с полем H_0. В линейно неоднородном поле H_c и в ФП, и в ФДМ структурах $H_0 < H_{c,{\rm un},b}$ и ПМСВ распространяются в волноведущем канале первого типа, который характеризуется тем, что ПМСВ достигают обеих границ (и $z_{\rm up}$ и $z_{{\rm un},b}$). На границе $z_{{\rm un},b}$ происходит поворот направления распространения ПМСВ, так как угол $\varphi = 0$, а на границе $z_{\rm up}$ — зеркальное отражение ПМСВ. Из соображений, изложенных в [7,12], следует, что при распространении ПМСВ в волноведущем канале первого типа траектории $z(y)$ и зависимости $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$ представляют собой периодические функции с одинаковым пространственным периодом L_y (далее периодом L_y) и с особыми точками на краях периода L_y. Это обусловлено тем, что и период L_y, и вид особых точек определяются законом зеркального отражения на границе $z_{\rm up}$. Наличие отражения на границе $z_{\rm up}$ обусловливает особые точки в виде точек излома у траекторий ПМСВ $z(y)$ и функций $k(y)$. Равенство угла падения углу отражения при отсчете от нормали к границе $z_{\rm up}$ в принятой системе отсчета углов от оси $0y$ означает, что углы $\varphi_{\rm отс}$ и $\psi_{\rm отс}$ на границе $z_{\rm up}$ меняют свой знак на противоположный и функции $\psi(y)$ и $\varphi(y)$ имеют особые точки — точки разрыва. Координаты особых точек функций $z(y)$, $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$ $y = y_{{\rm о.т},n}$ (n — номер особой точки) совпадают между собой. Период L_y проще всего определять по траектории ПМСВ $z(y)$ как расстояние по оси $0y$ между двумя отражениями ПМСВ от границы $z_{\rm up}$. Поворот направления распространения ПМСВ на границе $z_{{\rm un},b}$ обусловливает появление минимумов у функций $z(y)$ и $k(y)$ и точек, в которых $\varphi(y) = 0$ и $\psi(y) = 0$. Поэтому координаты $y = y_{{\rm э},n}$ минимумов функций $z(y)$ и $k(y)$ совпадают между собой и со значениями $y_{\varphi n}$ и $y_{\psi n}$, при которых $\varphi(y) = 0$ и $\psi(y) = 0$. Функции $z(y)$ и $k(y)$ симметричны относительно прямых, оси ординат и проходящих через точки $y = y_{{\rm э},n}$. Функции $\varphi(y)$ и $\psi(y)$ симметричны относительно поворота на $180°$ вокруг точек $y = y_{{\rm э},n}$, $\varphi = 0$ и $y = y_{{\rm э},n}$, $\psi = 0$. При $0 \leqslant \varphi_0 \leqslant \varphi_{\rm отс}$ начало первого периода всех функций сдвинуто относительно начала координат на $y_0 < 0$, при этом $y_0 = -0.5L_y$ при $\varphi_0 = 0$ и $y_0 = 0$ при

$\varphi_0 = \varphi_{\text{отс}}$. Соответственно $y_{э,1} = 0$ при $\varphi_0 = 0$ и $y_{э,1} = 0.5L_y$ при $\varphi_0 = \varphi_{\text{отс}}$. Зная эти законы симметрии функций $z(y)$, $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$, при их построении ограничимся интервалом изменения y в пределах $0 \leqslant y \leqslant y_{\text{о.т},1}$ (тем более, что в экспериментах [6,9] при $y > y_{\text{о.т},1}$ ПМСВ не обнаруживаются), но описание функций будем давать в пределах целого периода L_y ($y_0 \leqslant y \leqslant y_{\text{о.т},1}$).

Решение системы (7) для ПМСВ, распространяющихся в ФДМ структурах с различными зазорами b, проводилось по методу Эйлера при $a = 32$ см и тех же параметрах, при которых решалось дисперсионное соотношение (3). Были выбраны ПМСВ с частотой, близкой, но большей, чем f_{un} (2.8 ГГц), с частотой, близкой, но меньшей, чем $f_{\text{up},\infty}$ (3.2 ГГц), и с частотой в диапазоне $f_{\text{up},\infty} < f < f_{\text{up},0}$ (3.6 ГГц). Во втором случае частота приходится на "полочку" дисперсионной зависимости $f(k)$, а в третьем дважды пересекает ее (рис. 1).

На рис. 2 и 3 представлены траектории ПМСВ $z(y)$ (*а*) и зависимости $\psi(y)$ (*б*), $k(y)$ (*в*) и $\varphi(y)$ (*г*) при изменении y от точки возбуждения до конца первого периода L_y (на отрезке $y_0 < y \leqslant 0$ они могут быть построены по указанным выше законам симметрии) для ПМСВ с частотами $f = 2.8$ и 3.2 ГГц в ФДМ структурах с зазорами b от 0 до ∞ (на рис. 2 из-за малости $z_{\text{un},b}$ и z_{up} для удобства масштаб по оси $0z$ увеличен в 20 раз по сравнению с масштабом по оси $0y$). Из сравнения кривых *1–7* на рис. 2 и 3 с аналогичными в [7], а также с кривой *8* видно, что наличие металлического слоя при $0 < b < 4d$ существенно влияет на вид зависимостей $z(y)$, $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$.

Для ПМСВ с частотой $f \geqslant f_{\text{un}}$ (рис. 2) траектория ПМСВ $z(y)$ в пределах первого периода L_y при $0 < b < 3d$ существенно отличается от таковой в ФП [7] или описываемой кривой *8* на рис. 2: она имеет не один экстремум (минимум), а 5–3 минимума и 2 максимума (2 минимума и максимум находятся при $y > 0$ (кривые *1* и *2* на рис. 2) и один минимум и один максимум при $y < 0$, которые не приведены на рис. 2, поскольку мы ограничились интервалом $0 \leqslant y \leqslant y_{\text{о.т},1}$), по-прежнему две точки перегиба, в которых $z(y) = 0$, и две точки излома на краях первого периода L_y, одна из которых — y_0 при $y < 0$, а другая $y_{\text{о.т},1}$ при $y > 0$ является концом траектории на рис. 2. Траектория ПМСВ $z(y)$ симметрична относительно прямой, параллельной оси $0z$ и проходящей через больший из минимумов. При увеличении зазора b один из минимумов и максимум вырождаются в точку перегиба (кривые *3–5*). При $0 < b < 4d$ граница $z_{\text{un},b} \approx z_{\text{un},0}$ определяется по (16) и слабо зависит от зазора b, так как из-за малости $k_{y,i}$ в (3) $\exp(-2k_{y,i}b) \approx 1$, а граница z_{up} действительно не зависит от зазора b и определяется по по (14). Функция $\psi(y)$ отличается от таковой для ПМСВ, распространяющихся в ФП, и похожа на функцию $\psi_1(y - y_{э,1})^p \exp[q(y - y_{э,1})]$ при $0 < p < 1$, $q < 0$. Зазор b влияет на величины ψ_1, p, q. Поскольку угол ψ — это угол наклона касательной к траектории в каждой ее точке, то дополнительному минимуму на траектории ПМСВ $z(y)$, описываемой кривыми *1* и *2*, соответствует точка перегиба функции $\psi(y)$, а точке перегиба траектории ПМСВ $z(y)$, описываемой кривой *3*, — минимум функции $\psi(y)$. Зависимость $k(y)$ имеет тот же вид (часть параболы, ограниченной точками излома на краях периода L_y), что и для ПМСВ,

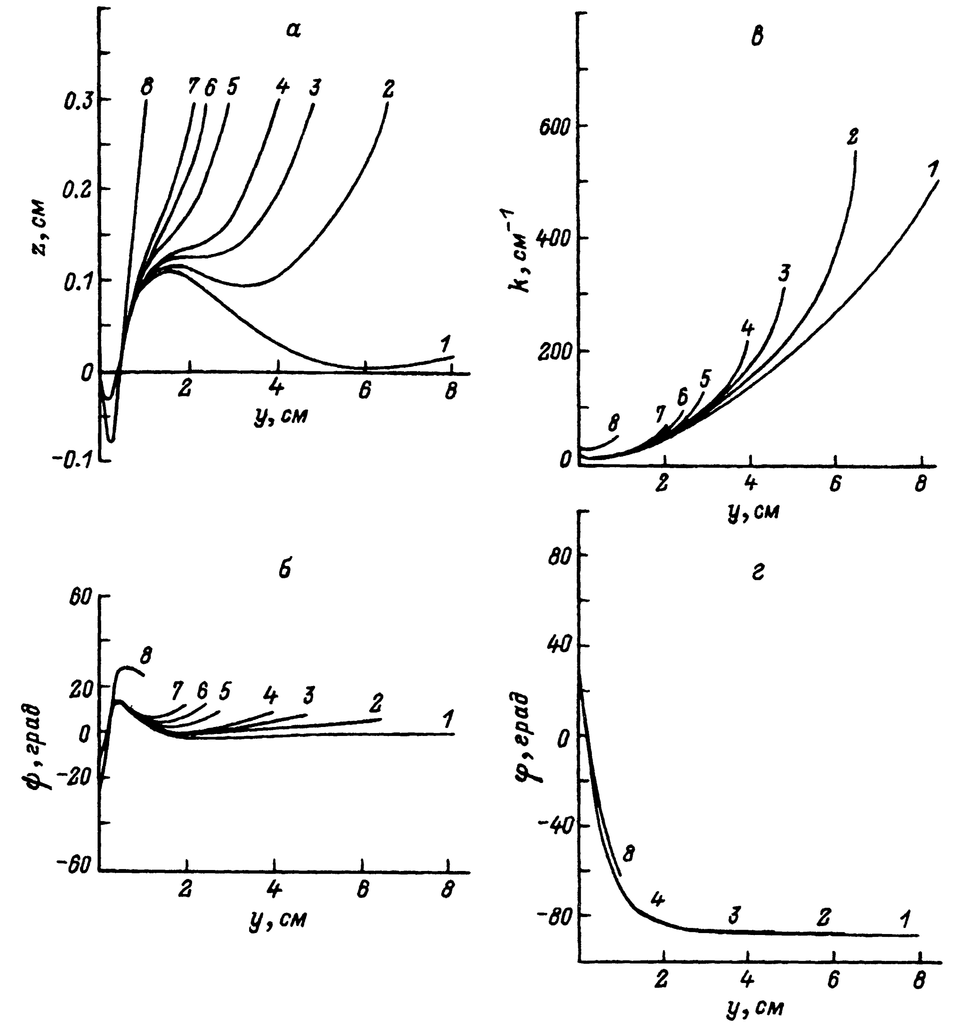

Рис. 2. Траектории ПМСВ $z(y)$ (*а*) и зависимости $\psi(y)$ (*б*), $k(y)$ (*в*) и $\varphi(y)$ (*г*) при $0 \leqslant y \leqslant y_{\text{о.т},1}$ для ПМСВ с частотой $b = 2.8$ ГГц при различных b.
1–8 — то же, что и на рис. 1.

распространяющихся в ФП. Минимум функции $k(y)$ слабо зависит от зазора b при $0 < b < 4d$, а наибольшее значение волнового числа k растет с уменьшением b. Функция $\varphi(y)$ похожа на $\operatorname{arcctg}(y - y_{\text{э},1}) - (\pi/2)$, зазор b влияет только на область ее определения, которая уменьшается с ростом зазора b, и отличается от таковой для ПМСВ в ФП [7]. Период L_y перечисленных функций монотонно увеличивается с уменьшением зазора b, что обусловлено увеличением групповой скорости ПМСВ s (рис. 1).

Для ПМСВ с частотой $f \leqslant f_{\text{up},\infty}$ (рис. 3) в пределах периода L_y траектория $z(y)$ похожа на таковую для ПМСВ в ФП [7] — это кривая с одним минимумом, двумя точками перегиба, в которых $z(y) = 0$, и

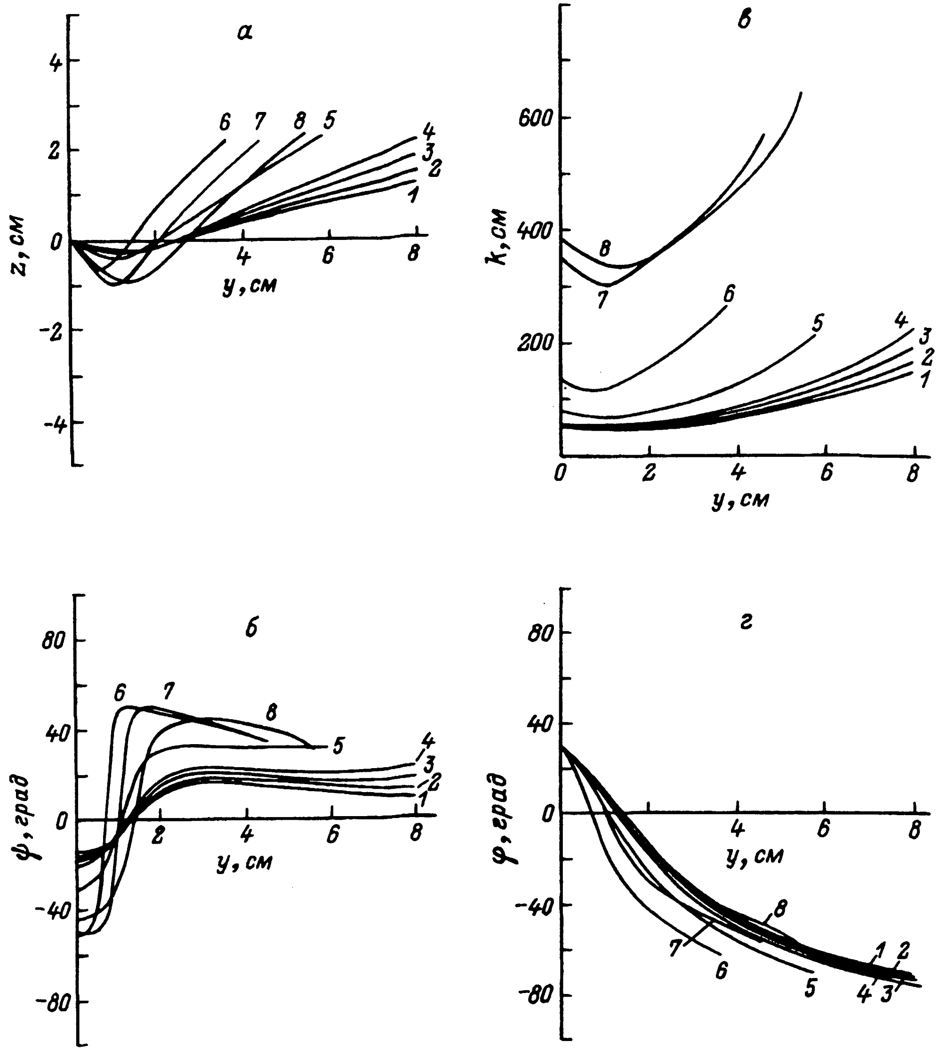

Рис. 3. Те же зависимости для ПМСВ, что и на рис. 2, с частотой $f = 3.2$ ГГц.

двумя точками излома на краях периода L_y. Функция $\psi(y)$ похожа на функцию $\psi_1(y - y_{\text{э},1})^{1/3} \exp[-bd^{-1}k(y - y_{\text{э},1})]$, но имеет при $0 < b < 2d$ асимптоты, параллельные оси $0y$ и свидетельствующие о прямолинейности траектории $z(y)$, и экстремумы при $b > 3d$. Зависимость $k(y)$ имеет тот же вид, что и для ПМСВ в ФП. Минимум функции $k(y)$ и наибольшее значение волнового числа k растут с увеличением b. Функция $\varphi(y)$ похожа на функцию $-\varphi_1(y - y_{\text{э},1})^{1/3}$, зазор b влияет на φ_1. Период L_y и координаты $y_{\text{э},n}$ всех функций, а также $z_{\text{un},b}$, φ_1 и ψ_1 имеют минимум при некотором зазоре b.

На частоте $f = 3.6$ ГГц характеристики ПМСВ похожи на таковые для ПМСВ с частотой $f = 3.2$ ГГц, однако период L_y функций $z(y)$, $k(y)$, $\varphi(y)$ и $\psi(y)$, а также y_∂ монотонно уменьшается с увеличением зазора b, как это имеет место на частоте $f = 2.8$ ГГц.

Качественно объяснить наличие минимума у периода L_y при некотором зазоре b на частотах $f \leqslant f_{\text{up},\infty}$ и выявить условия, при которых он существует, можно из анализа изочастотных кривых $k_z(k_y)$ и дисперсионных кривых $f(k)$, приведенных на рис. 1. Действительно, проведем на рис. 1 прямые $f = 2.8$, 3.2 и 3.6 ГГц. Видно, что угол, под которым пересекаются дисперсионные кривые $f(k)$ с прямыми $f = 2.8$ и 3.6 ГГц, растет с уменьшением зазора b, а угол, под которым пересекаются дисперсионные кривые $f(k)$ с прямой $f = 3.2$ ГГц, имеет минимум при том же зазоре b, при котором минимален период L_y. Это говорит о том, что существование минимума у периода L_y связано с наличием "полочки" на дисперсионных кривых $f(k)$ для различных зазоров b в случае, когда вся дисперсионная кривая $f(k)$ лежит ниже частоты $f_{\text{up},\infty}$. Этот вывод справедлив и для ПМСВ, распространяющихся в неоднородном поле H_c, хотя дисперсионные кривые $f(k)$, приведенные на рис. 1, справедливы только для ПМСВ, распространяющихся в однородном поле H_0, и реальные дисперсионные кривые $f(k)$, если бы их можно было построить, отличались бы от них тем, что частота f была бы значительно больше при заданных малых k (где угол $\varphi \approx 0$) и больше при бо́льших (где $H_c > H_0$) значениях k (в соответствии с видом траектории и зависимостью $\varphi(y)$ на рис. 2 и 3). Для угла φ это видно из приведенных на рис. 1 дисперсионных кривых $f(k)$ при зазоре $b = 5$ мкм для углов $\varphi_0 = 0$ (штрихпунктирная $2'$) и $60°$ (штриховая кривая $2''$).

Если, как и в [5], строить зависимости $z(y)$, $k(y)$, $\varphi(y)$ и $\psi(y)$ по изочастотным кривым $k_z(k_y)$ на частотах $f = 2.8$, 3.2 и 3.6 ГГц при различных зазорах b, то прямая, проведенная из начала координат плоскости k_zk_y под углом $\varphi_0 = 30°$, будет пересекать изочастотные кривые $k_z(k_y)$ под углом, который на частотах $f = 2.8$ и 3.6 ГГц растет с уменьшением зазора b, а на частоте $f = 3.2$ ГГц этот угол имеет минимум (иногда равный нулю) при пересечении с изочастотной кривой $k_z(k_y)$, соответствующей тому зазору b, при котором минимален период L_y. При указанном построении видно, что минимум периода L_y, когда он существует, при увеличении угла φ_0 будет наблюдаться при меньших значениях зазора b. При $\varphi_0 = 0$ для ПМСВ всех частот период L_y не имеет минимума.

Из вышеизложенного следует, что по сравнению с распространением ПМСВ в ФП в ФДМ структурах при $0 < b < 3d$ происходит заметное усиление канализирующих свойств, проявляющееся в увеличении периода L_y и уменьшении $z_{\text{un},b}$.

Как известно из [7], период L_y функций $z(y)$, $\psi(y)$, $k(y)$ и $\varphi(y)$ имеет максимум $L_{y,\max}$ в зависимости от частоты f на некоторой частоте $f_{\max}$ из-за того, что z_{up}, z_{un} и угол ψ_0 растут с частотой f по различным законам. Интересно выяснить, как влияет зазор b на поведение этого максимума. На рис. 4 приведены траектории ПМСВ $z(y)$ (a) и зависимости $\psi(y)$ ($б$), $k(y)$ ($в$) и $\varphi(y)$ ($г$) для ПМСВ различных частот при зазоре $b = 5$ мкм. Из рис. 4 видно, что наличие этого максимума ведет

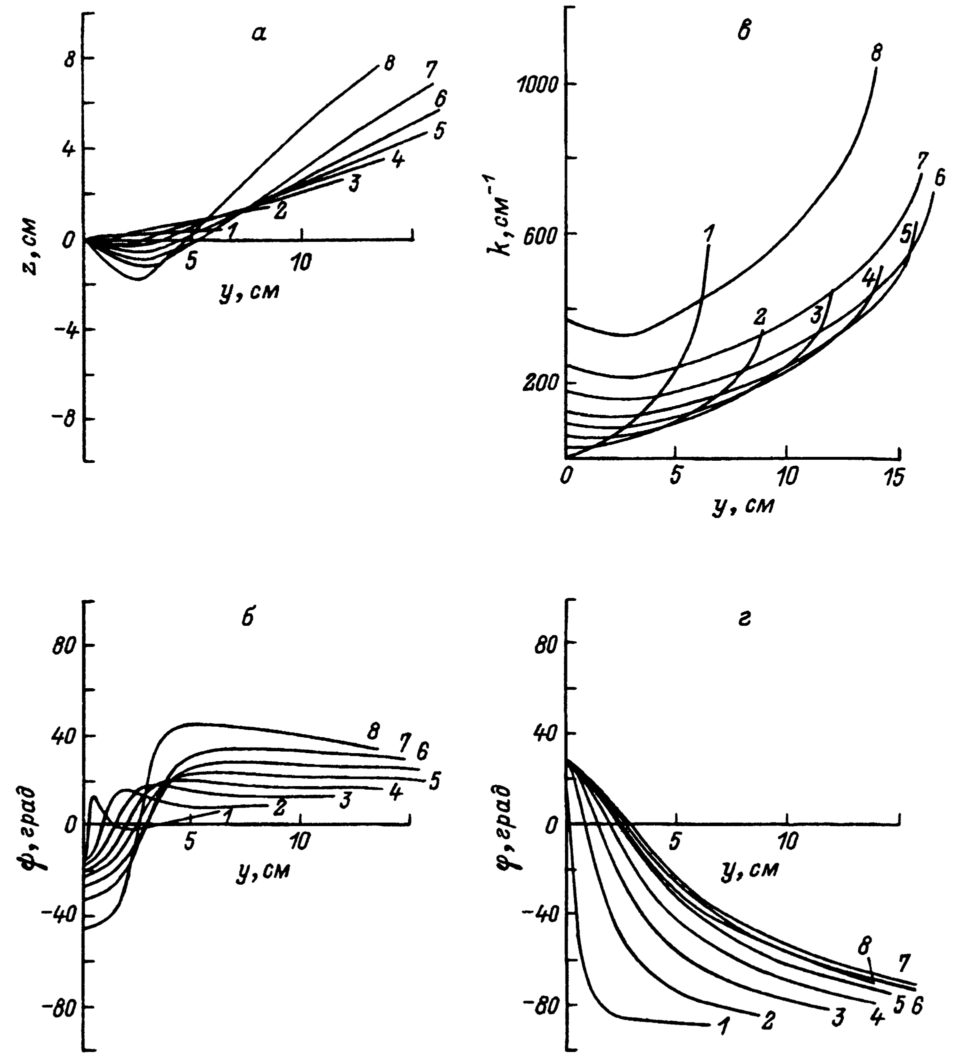

Рис. 4. Траектории ПМСВ $z(y)$ (*а*) и зависимости $\psi(y)$ (*б*), $k(y)$ (*в*) и $\varphi(y)$ (*г*) при $0 \leqslant y \leqslant {}_{\text{о.т},1}$ и $b = 5$ мкм для ПМСВ различных частот.
f, ГГц: *1* — 2.8, *2* — 3, *3* — 3.2, *4* — 3.4, *5* — 3.6, *6* — 3.8, *7* — 4, *8* — 4.2.

к тому, что траектории ПМСВ в частотном диапазоне δf (800 МГц) (кривые *3–7*), начинают пересекаться (фокусироваться) в некотором узком интервале значений δy (0.07 см), что указывает на возможность создания широкополосного полосно-пропускающего фильтра. Расчеты показывают, что этот максимум не имеет места при $b = 0$, а при $b \neq 0$ $L_{y,\max}$ и $f_{\max}$ уменьшаются с увеличением зазора b. С увеличением зазора b диапазон δf уменьшается (до 600 МГц при $b = (2d)/3$ и 400 МГц при $b = d$), а интервал δy увеличивается (до 0.1 см при $b = 2d/3$ и до 0.15 см при $b = d$) и сдвигается в сторону меньших значений y. По сравнению с распространением ПМСВ в ФП [7] этот эффект выражен гораздо сильнее (в [7] $\delta f_{\text{sup}} = 300$ МГц при $\delta y_{\text{inf}} = 0.5$ см).

Таким образом, выяснены особенности распространения ПМСВ в ФДМ структуре, обусловленные толщиной диэлектрического слоя, в случае, когда в ней реализуется волноведущий канал первого типа, на одной границе которого происходит зеркальное отражение ПМСВ, а на другой — поворот направления распространения ПМСВ. При этом вид траекторий ПМСВ $z(y)$, а также зависимостей угла наклона групповой скорости ПМСВ $\psi(y)$, волнового числа ПМСВ $k(y)$ и угла наклона волнового вектора $\mathbf{k}$ $\varphi(y)$ определяется законом дисперсии ПМСВ. Установлено, что наличие металлического слоя при толщинах диэлектрика $b \leqslant d$ существенно усиливает канализирующие свойства поля H_c по сравнению с распространением ПМСВ в ФП. При этих же условиях обнаружен эффект сильной фокусировки ПМСВ различных частот в некоторой области волноведущего канала.

Проведенные исследования финансировались по гранту № 94-02-03507-а Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

[1] *Вапнэ Г.М.* // Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1984. № 8. С. 1060.
[2] *Stancil D.D., Morgenthaler F.R.* // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 3. P. 1613–1618.
[3] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 4. С. 5–8.
[4] *Бурлак Г.Н., Гримальский В.В., Коцаренко Н.Я.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 8. С. 32–37.
[5] *Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // РиЭ. 1990. Т. 35. № 8. С. 1617–1623.
[6] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 7. С. 138–142.
[7] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // РиЭ. 1991. Т. 36. № 1. С. 18–23.
[8] *Валявский А.Б., Вашковский А.В., Стальмахов А.В., Тюлюкин В.А.* // РиЭ. 1988. Т. 33. № 9. С. 1820–1830.
[9] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 4. С. 1–4.
[10] *Есиков О.С., Толокнов Н.А., Фетисов Ю.К.* // РиЭ. 1980. Т. 25. № 1. С. 128–132.
[11] *Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // РиЭ. 1989. Т. 34. № 7. С. 1381–1384.
[12] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // РиЭ. 1994. Т. 39. № 2. С. 217–227.