

УДК 538.27 : 621.372.2.001

ДИСПЕРСИЯ В МИКРОПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ НА ФЕРРИТОВОЙ ПОДЛОЖКЕ

Е. П. Курушин, В. А. Неганов, Е. И. Нефедов

Рассмотрены дисперсионные характеристики основной волны в микрополосковой линии на ферритмагнитной подложке при поперечном касательном намагничивании ее. Показано, что в определенных областях частот электромагнитные ветви плавно переходят в ветвь объемных магнитостатических волн и в ветвь поверхностных магнитостатических волн. При возрастании частоты дисперсионная кривая приближается к кривой для чисто диэлектрической подложки. Задача сводится к векторным уравнениям Фредгольма и решается при помощи эквивалентной им вариационной формулировки.

В настоящей работе анализируется дисперсия в экранированной несимметричной полосковой линии на ферритмагнитной подложке, намагниченной касательно и поперечно по отношению к направлению распространения энергии.

Знание полного спектра волн, существующих в линиях на ферритмагнитных подложках, включая магнитостатические волны, исключительно важно с точки зрения изучения взаимодействия электромагнитных волн со спиновыми или взаимодействия спиновых волн с электронами в слоистых феррит-полупроводниковых структурах [1]. Известно, что прямое взаимодействие электромагнитных волн со спиновыми запрещено законами сохранения энергии и импульса [2, 3], и непосредственная связь электромагнитного поля с кристаллом происходит лишь благодаря магнитостатическим колебаниям.

Для электромагнитных и магнитостатических волн развит единообразный подход: в обоих случаях задача сводится к интегральным уравнениям Фредгольма 1-го рода и их собственные значения h (h — постоянная распространения волн в линии) находятся приближенно из эквивалентного вариационного принципа [4, 5]. Если для электромагнитных волн такой подход является привычным [6], то для магнитостатических волн задача в виде интегрального уравнения и соответствующего ему вариационного принципа сформулирована, по-видимому, впервые в [7]. Такая постановка приводит к наиболее общему алгоритму, позволяющему легко учесть влияние на спектр колебаний экрана токопроводящей полоски, наконец, самое главное — влияние конечных размеров ферритмагнетика. Ясно, что влияние этих факторов особенно сильно в области значений h , близких к $k_0 \sqrt{\epsilon_f}$ ($k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — постоянная распространения волн в вакууме, ϵ_f — относительная диэлектрическая проницаемость ферритмагнетика), и именно в этой области необходим детальный анализ спектров колебаний. При больших значениях $h > h_0$, где h_0 — некоторая условная граница $h_0 \approx 10 \text{ мм}^{-1}$ [3], часто можно использовать простые модели, в которых подложка считается неограниченной или ограниченной лишь одной поверхностью [1]. Развитый здесь подход оказывается удобным и при анализе периодических структур, обычно использующихся в качестве преобразователей электромагнитных волн в магнитоупругие или спиновые и т. п.

Рассмотрим общую картину явлений в линиях. Если в качестве грубой модели выбрать полосковый волновод с поперечно-намагниченной ферритовой пластиной (модель области между полоском и нижним экраном), то ожидаемые дисперсионные характеристики будут иметь вид рис. 1а [8]. Более точную картину можно получить, продолжив в область малых значений волновых чисел h дисперсионные кривые спиновых (рис. 1а) объемных и поверхностных волн до пересечения с кривой дисперсии электромагнитной волны в экранированной полосковой линии на чисто диэлектрической подложке (рис. 1б). Вблизи точек пересечения имеет место эффективное взаимодействие, в результате чего ветви дисперсионных кривых несколько деформируются, приобретая характерную для положительной дисперсии форму. Эти качественные результаты подтверждаются нижеследующим строгим расчетом.

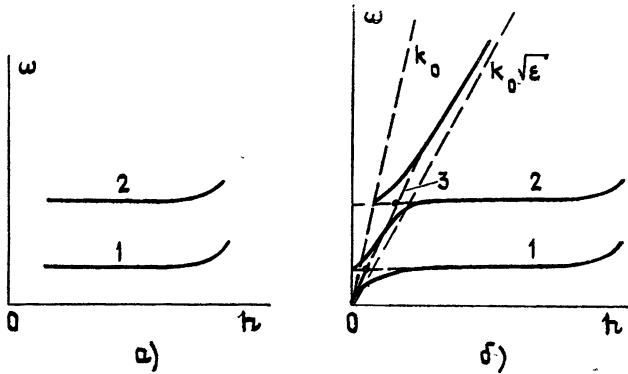


Рис. 1. а) Спектр спиновых волн плоского ферритового слоя с металлическим покрытием. Слой намагничен касательно и поперечно по отношению к направлению распространения волны: 1 — поверхностная спиновая волна вдоль границы феррит — металл, 2 — объемные волны (их частоты вырождены), б) картина «пересечения» спектров спиновых волн 1, 2 с дисперсионной кривой 3 экранированной несимметричной полосковой линии и характер дисперсионных кривых в линии на ферритовой подложке.

1. Электромагнитные волны. Задача распространения волн в рассматриваемой структуре может быть сведена к векторному интегральному соотношению, эквивалентному исходной краевой задаче для уравнений Максвелла [4, 5]:

$$E_{\tau}(z) = \int_0^a \hat{G}(z, z') j_{\tau}(z') dz', \quad (1)$$

где $E_{\tau}(z)$ — касательное к границе $y = d$ электрическое поле, $j_{\tau}(z)$ — вектор поверхностной плотности тока на полоске $\omega_1 \leq z \leq \omega_2$, $y = d$; $\hat{G}(z, z')$ — тензор Грина, правила построения которого известны [9], а конкретный вид имеется, например, в [4]. Приравнявая $E_{\tau} = 0$ на полоске $\omega_1 \leq z \leq \omega_2$, получим векторное уравнение Фредгольма 1-го рода, нахождение собственных значений которого может быть проведено либо методом Галеркина [6] (для чисто ферритовой подложки ранее сделано в [10]), либо введением эквивалентной (1) вариационной формулировки [4, 5], так что задача в этом случае сводится к процедуре Ритца для некоторого квадратичного функционала. В частности, для уравнения (1) с учетом равенства $E_{\tau} = 0$ на токопроводящем полоске удобным оказывается функционал

$$Z(j, h) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} j_z(z) \hat{G}(z, z') j_z(z') dz dz' = 0, \quad (2)$$

представляющий собой вариационно-устойчивое выражение [4]: при малых вариациях δj_z из (2) следует $\delta h = 0$. Доказательство этого утверждения проводится непосредственным варьированием (2) с использованием свойств симметрии тензора Грина $G_{ij} = G_{ji}$ ($i, j = 1, 2$), имеющей место при выборе касательного поперечного намагничивания пластины [4].

Важно отметить следующее (на этот факт указано в [5]): из (2) может быть найден весь спектр значений h волн, существующих в системе, включая и магнитостатические волны, так что поставленная задача вполне исчерпывается общей электродинамической формулировкой (1). На это обращено внимание и в значительно более ранней работе [11]. Однако чисто в вычислительном плане в магнитостатическом приближении ($h \gg h_0$) целесообразно упростить вид (2). На рис. 2, 3 в виде диаграмм Бриллюэна представлены полученные дисперсионные кривые при аппроксимации $j_z(z)$ — одним слагаемым, а $j_x(z)$ — двумя слагаемыми [4]. Размеры и параметры материалов указаны на рисунках. В отличие от [4, 10] при аппроксимации $j_z(z)$ не вводились члены, учитывающие особенности тока на краях токопроводящей полоски: опыт вычислений показал, что его введение лишь увеличивает время счета (см. также [12]).

2. Магнитостатические волны. При больших $h \gg h_0$ вместо (2) можно записать следующий функционал:

$$Z_M(h, j_x) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} j_x(z) G_M(z, z') j_x(z') dz dz' = 0, \quad (3)$$

где

$$G_M = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\beta_m g \Delta_1 \operatorname{tg} g(b - y_2)}{g \Delta_2 \operatorname{tg} g(b - y_2) - \Delta_1} \sin \beta_m z \sin \beta_m z',$$

$$\Delta_1 = (\mu^2 p^2 + \mu_a^2 h^2) \operatorname{tg} p(y_2 - y_1) + g \operatorname{tg} g y_1 [\mu p - \mu_a h \operatorname{tg} p(y_2 - y_1)],$$

$$\Delta_2 = g \operatorname{tg} g y_1 \operatorname{tg} p(y_2 - y_1) - \mu_a h \operatorname{tg} p(y_2 - y_1) - \mu p, \quad (4)$$

$$\mu h^2 + \mu p^2 + \mu_z \beta_m^2 = 0, \quad h^2 + g^2 + \beta_m^2 = 0,$$

$$\beta_m = \pi m/a,$$

$G_M(z, z')$ — функция Грина для линии на двухслойной подложке. В частном случае $y_1 = 0$ подложка чисто ферритовая [4]. В (4) μ, μ_a , как обычно, диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ [3].

В отличие от предыдущей динамической задачи система волн в рассматриваемом случае распадается на две подсистемы, связанные по отдельности с продольным $j_x(z)$ током, и поперечным $j_z(z)$. Мы будем рассматривать первую из них. Выберем в качестве пробной функции $j_x = \operatorname{const}$ и подставим ее в (3). При этом получается следующее приближенное дисперсионное уравнение для линии на чисто ферритовой подложке ($y_1 = 0$):

$$\sum_{m=0}^{\infty} g \Delta_1 \Delta_2^{-1} m^{-2} \cos^2 \beta_m \omega_1 = 0. \quad (5)$$

При $m = 0$ и $\Delta_1 = 0$. С ростом m члены ряда убывают, как m^{-2} , так что для вычислений можно ограничиться конечным числом членов $m < M$ в (5). Кроме того, в коротковолновом приближении $k(\omega_2 - \omega_1) \gg 1$ вообще можно учитывать лишь одно слагаемое в (8), откуда следует $\Delta_1 = 0$. Нетрудно заметить, что равенство совпадает с дисперсионным уравнением для магнитостатических волн в ферритовой пластине между двумя проводящими поверхностями [8] — упомянутой ранее модели рассматриваемой линии. В этом приближении независимо от числа вариаций поля \underline{H} вдоль y уравнение $\Delta_1 = 0$ имеет лишь один корень $\omega = \omega_{\perp} = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$, где $\omega_H = \gamma H_0$ — резонансная частота, $\omega_M = 4\pi\gamma M$, γ — гиромагнитное отношение, $4\pi M$ — намагниченность насыщения феррита, H_0 — величина внешнего однородного статического поля внутри пластины. Этому решению соответствует участок 2 рис. 2. Кроме того, при $\omega = \omega_H + \omega_M$ имеет место магнитостатическая поверхностная волна (участок 3 — рис. 2).

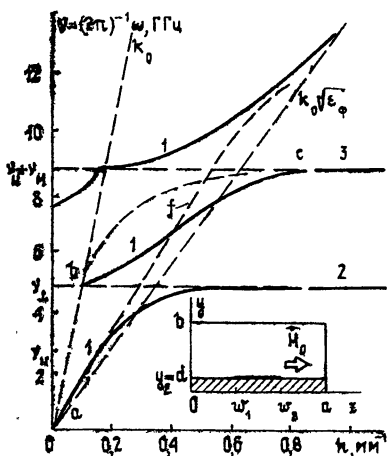


Рис. 2.

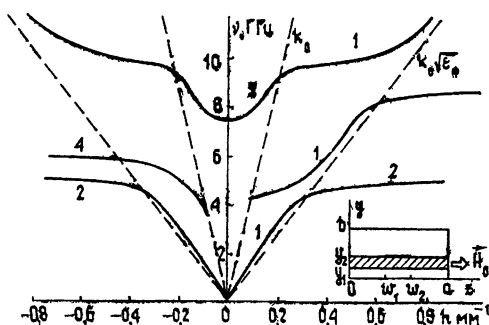


Рис. 3.

Рис. 2. Дисперсионные характеристики линии, ферритовая подложка которой расположена непосредственно (без зазора) на нижней стенке волновода: 1 — электромагнитные ветви, 2 — объемные магнитостатические волны, 3 — поверхностная магнитостатическая волна, штриховые кривые: af — дисперсионная кривая для линии на чисто диэлектрической подложке, bc — дисперсионная кривая поверхностной волны, распространяющейся вдоль границы металл—ферритмагнетик. На рис. 2 приведены данные для следующих размеров линии: $b = 0,25 a$, $d = 0,1 b$, кроме того, $4\pi M = 2150$ Гс, $H_0 = 1000$ Э.

Рис. 3. Дисперсионные характеристики линии, ферритовая подложка которой приподнята над нижней стенкой волновода (имеется зазор): 1 — электромагнитные ветви, 2 — объемные магнитостатические волны, 3 — поверхностная магнитостатическая волна вдоль границы феррит—металл, 4 — поверхностная магнитостатическая волна вдоль границы феррит—воздух, 5 — первый волноводный тип волны в линии. На рис. 3 приведены расчетные данные для следующих параметров: $b = 0,25 a$, $y_2 = 2y_1$, $y_2 = 0,1 a$, $\omega_2 - \omega_1 = 0,15 a$, $\epsilon_F = 12,7$, $4\pi M = 2150$ Гс.

Как видно из рис. 2; участки 1 в области $0 < \omega < \omega_H + \omega_M$ плавно переходят в ветви 2 и 3, так что большие значения постоянных распространения волн в линии, обычно объясняемые в этой области частот возрастанием эффективной магнитной проницаемости подложки, связаны на самом деле с возбуждением магнитостатических волн. Таким образом, в области частот $0 < \omega < \omega_{\perp}$ дисперсионная кривая имеет одну ветвь, плавно переходящую в пределе $h > h_0$ в магнитостатическую ветвь (объемные волны). В области $\omega_{\perp} < \omega < \omega_H + \omega_M$ имеется еще одна ветвь, плавно переходящая в ветвь для поверхностных магнито-

статических волн, а при $\omega > \omega_H + \omega_M$ — третья ветвь, которая при возрастании частоты плавно приближается к дисперсионной кривой полосковой линии на чисто диэлектрической подложке (штриховая кривая). Структура является взаимной.

Представленные на рис. 3 дисперсионные кривые, относящиеся к несимметричной экранированной полосковой линии на комбинированной подложке, качественно похожи на соответствующие дисперсионные кривые рис. 2. Однако из-за наличия зазора между кристаллом и экраном ($0 \leq y \leq y_1$) система обладает неважными свойствами. В частности, поверхностная магнитостатическая волна при $\omega \leq \omega_H + \omega_M$ является однонаправленной. В обратном направлении распространяется волна вдоль границы феррит—диэлектрик, существующая лишь в области частот $\omega_{\perp} < \omega < \omega_H + (\omega_M/2)$. Как следует из рис. 3, в линии в области частот $\omega_H + (\omega_M/2) < \omega < \omega_H + \omega_M$ возможно однонаправленное распространение волны. Этот эффект можно использовать для создания неважных устройств и, в частности, для неважного возбуждения магнитоупругих колебаний. Как и для волноводов с неважной предельностью [3], здесь возникает кажущееся противоречие с первым началом термодинамики (термодинамический парадокс). Выход из этого противоречия имеется. Дело в том, что при учете пространственной дисперсии магнитной проницаемости феррита (тензора $\hat{\mu}(\omega, \mathbf{k})$) частоты $\omega_{\perp} < \omega < \omega_H + \omega_M$ являются вырожденными. Кроме того, тщательный расчет дает еще множество дискретных точек для магнитостатических волн в этой области частот, соответствующих различным типам колебаний (см. обобщенную кривую в [3]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 5, с. 908.
2. Моносов Я. А. Нелинейный ферримагнитный резонанс. — М.: Наука, 1971. — С. 376.
3. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1973. — С. 592.
4. Курушин Е. П., Неганов В. А. — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 7, с. 1330.
5. Гуляев Ю. В., Курушин Е. П., Неведов Е. И. — ДАН СССР, 1981, 257, № 1, с. 67.
6. Никольский В. В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. — М.: Наука, 1967. — С. 460.
7. Курушин Е. П., Неганов В. А. Сб. V Международная конференция по гиромангнитной электронике и электродинамике. — М.: 1980, 3, с. 60.
8. Damon R. W., Eshbach J. R. — J. Phys. Chem. Sol., 1961, 19, p. 308.
9. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. — М.: ИЛ, 1958, т. 1; 1960, т. 2.
10. Minor J. C., Volle D. M. — IEEE Trans., 1971, MTT-19, № 7, p. 570.
11. Никольский В. В. — Радиотехника и электроника, 1960, 5, № 1, с. 39.
12. Никольский В. В. В сб. Современные проблемы распространения и рассеяния волн. — М.: ИРЭ АН СССР, 1979, с. 5.

Куйбышевский электротехнический институт связи

Поступила в редакцию 16 марта 1981 г.

DISPERSION IN MICROSTRIPPED LINE ON FERRITE BASE LAYER

E. P. Kurushin, V. A. Neganov, E. I. Nefedov

Dispersion characteristics of the fundamental wave are considered in microstripped line on ferromagnetic base layer in transverse tangential magnetizing. It is shown that in the definite regions of frequencies electromagnetic branches smoothly transform to the branch of volume magnetostatic waves and to the branch of surface magnetostatic waves. When the frequency increases the dispersion curve approaches to the curve for pure dielectric base layer. The problem is reduced to vector Fredholm equation and is solved by variation formulation equivalent to them.