

05.2;09

©1993

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСА ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПОПЕРЕЧНО-НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И.В.Васильев, С.В.Герус

Исследование резонанса МСВ представляет актуальную задачу радиофизики СВЧ поскольку планарные МСВ-резонаторы в виде структур с отражательными решетками [1], отрезков слоистых волноводов МСВ с узкими ферритовыми пластинами (ФП) [2,3] и образованных неоднородностью внешнего подмагничивающего поля H_0 [4] обладают уникальным сочетанием практически ценных свойств: малые габариты, электронная перестраиваемость в широкой полосе частот при сравнительно больших значениях собственной добротности Q_i ($\sim 600-2000$). Наибольший практический интерес представляют структуры двух последних типов, численный алгоритм моделирования которых будет далее описан.

Математическое моделирование резонанса МСВ предполагает решение трехмерной граничной магнитостатической задачи

$$\operatorname{div} \{ \vec{\mu}(x, y, z, F_i) \nabla \Psi \} = 0, \quad (1)$$

относительно резонансной частоты F_i и распределения скалярного магнитного потенциала Ψ ; исследуемого типа колебаний при заданных в каждой точке объема резонатора значениях компонент тензора магнитной проницаемости $\vec{\mu}$, зависящих в пределах ФП от частоты. Зависимость $\vec{\mu}$ от пространственных координат x, y, z обусловлена неоднородностью векторов H_0 и $4\pi M_0$ в пределах ФП конечных размеров, а также скачкообразным изменением магнитных свойств на границах феррит-изотропный диэлектрик, феррит-металл.

Ввиду трудоемкости решения задачи (1) представляется целесообразным использовать для анализа резонанса МСВ результаты исследования дисперсии МСВ-волноводов, что возможно при условии регулярности структуры по одной из координат. Полагая $\vec{\mu}(x, y, z, F_i) = \vec{\mu}(x, z, F_i)$, представим

потенциал Ψ_i в виде суммы прямой и отраженной волны

$$\Psi(x, y, z) = \Psi^-(x, z) \exp(-ik^-y) + \Psi^+(x, z) \exp(-ik^+y), \quad (2)$$

где K^+ , K^- — волновые числа прямой и обратной волн.

Налагая граничные условия $\Psi = 0$ на концах отрезка волновода при $y = 0$, получим условие резонанса МСВ в виде [3]

$$k^+l + k^-l = 2\pi n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (3)$$

Собственная добротность резонанса МСВ Q_i может быть найдена по формуле

$$Q = \frac{2\pi F_i \bar{W}}{P^-}, \quad (4)$$

где $\bar{W} = \text{Re}(I)$ — средняя за период колебания запасенная энергия в объеме резонатора V , $P^- = \pi F_i \text{Im}(I)$ — средняя за период мощность потерь; в магнитостатическом приближении задачи

$$I = \int_V \vec{\mu} \nabla \Psi \nabla \Psi^* dv. \quad (5)$$

Определив из решения соответствующей краевой задачи волновые числа K^\pm и функции Ψ^\pm , можно найти из (3)–(5) параметры МСВ-резонаторов в виде отрезков волноводов МСВ. Характеристики резонанса МСВ в структуре с неоднородным подмагничиванием, образующим замкнутый волновой канал (ВК) для распространения ПМСВ, могут быть также рассчитаны посредством (3)–(5), если полагать, что удовлетворяется условие $r \gg \lambda$, r — радиус области ФП с кольцевой неоднородностью \mathbf{H}_0 , $\lambda_i(F_i)$ — длина волны МСВ на частоте F_i .

Применим развитый в [5,6] алгоритм численного моделирования волноводов МСВ общего вида к анализу кольцевого резонатора, образованного поперечной по сечению ВК неоднородностью поля \mathbf{H}_0 . Неоднородность \mathbf{H}_0 , образующая замкнутый ВК, может быть обеспечена за счет размещения вблизи соответствующего участка ФП малогабаритного магнита (ММ) в виде кольца (рис. 1). Экспериментально установлено [7], что в данном прямолинейном ВК распространяются волноводные моды ПМСВ на частотах $f_\perp < f < f'_0 + f_m/2$ (частоты $f_\perp = \sqrt{f'_0(f'_0 + f'_m)}$, $f'_0 = |\gamma| |\mathbf{H}_0|$, $f'_m = |\gamma| 4\pi |\mathbf{M}_0|$, $\gamma = -2.8$ МГц/Э соответствуют максимумам $|\mathbf{H}_0|$, $|4\pi \mathbf{M}_0|$ в центре ВК).

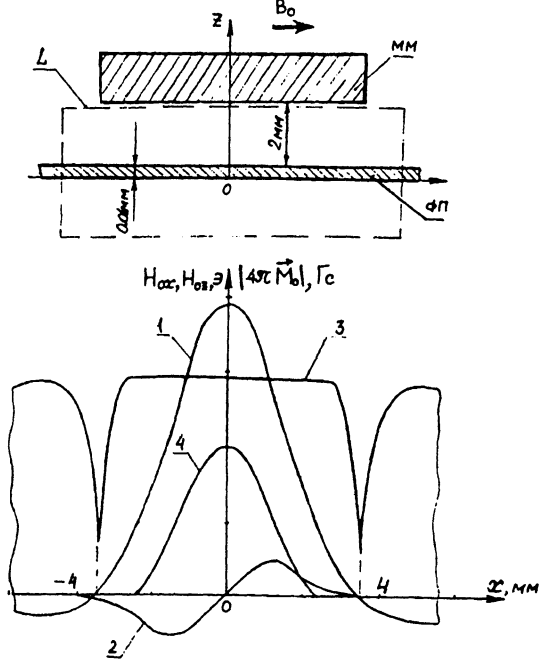


Рис. 1. Поперечное сечение исследуемого ВК и распределения по его ширине компонент поля H_0 и величины $|4\pi M_0|$:

1 — зависимость $H_{0x}(x)$, 2 — $H_{0z}(z)$, 3 — $|4\pi M_0(x)|$, 4 — зависимость $\Psi(x)$ нижней четной волноводной моды при $F_i = 3.95$ ГГц, L — внешний контур, ограничивающий расчетную область.

Ввиду симметрии структуры $K^+ = K^-$ и при условии $r \gg \lambda$ выражение (3) принимает вид

$$2\pi K(F_i) = n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (6)$$

где K — волновое число соответствующей волноводной моды на частоте F_i . При этом поперечные распределения полей Ψ^+ , Ψ^- являются зеркальными отображениями друг друга, так что задача анализа сводится к операторному уравнению

$$\text{div}\{\vec{\mu}(x, z, F_i)\nabla^* \Psi\} = 0, \quad (7)$$

где $\Psi^+ = \Psi(x, z) \exp[i(K; y - 2\pi F_i t)]$ с граничными условиями $\Psi = 0$ на прямоугольном контуре L , охватывающем волновод.

Поскольку поле волноводных мод концентрируется в центральной части ВК, полагаем что затухание МСВ обуславливается только магнитными потерями, для учета которых в формулах для компонент $\vec{\mu}$ в ФП полагаем $f_0 = f'_0 -$

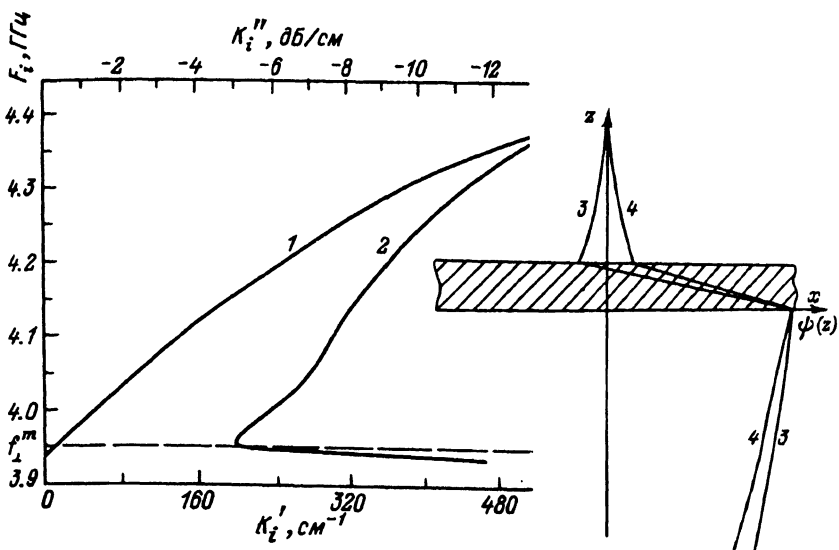


Рис. 2. Дисперсионная зависимость $K_i'(F_i)$ (кривая 1) и частотная зависимость затухания (2) низшей четной волноводной моды, 3 — характерный вид функции $\Psi(z)$ при $F_i < f_{\perp}^m$, 4 — то же при $F_i \geq f_{\perp}^m$.

— $2i|\gamma|\Delta H_0$, $2\Delta H_0$ — ширина линии ФМР. Для расчета комплексных волновых чисел $K_i = K_i' + iK_i''$ и функций Ψ использовалась комплексная версия программы, реализующая методику [5].

Поперечное сечение ВК покрывалось прямоугольной неоднородной сеткой, распределение узлов которой менялось в процессе вычислений $K_i(F_i)$ в соответствии с характером функции $\Psi(x, z)$. В расчетах использованы распределения компонент вектора $\mathbf{H}_0(x, z)$ и величины $4\pi|\mathbf{M}_0| \parallel \mathbf{H}_0$, полученные в результате решения двумерной нелинейной магнитостатической краевой задачи $\text{div}(\mathbf{H}_0 + 4\pi\mathbf{M}_0(\mathbf{H}_0)) = 0$, для магнитной системы: прямоугольный ММ-ФП сеточным методом (рис. 1, кривые 1–3). Брусоч самарий — кобальтого микромагнита имел прямоугольное поперечное сечение 4×1.5 мм, измеренное значение остаточной индукции $B_0 \approx 800$ Гс. Результаты расчетов дисперсии $K_i'(F_i)$ и частотной зависимости затухания $K_i''(F_i)$ низшей четной волноводной моды представлены на рис. 2. Особенностью распределения $\Psi(z)$ (рис. 2 кривые 3, 4) является смена ее знака на частотах $f < f_{\perp}^m$ ($f_{\perp}^m = \sqrt{f_0^m(f_0^m + f_m)}$, $f_0^m = |\gamma||\mathbf{H}_0^m$, $f_m = |\gamma|1760$ Г, $|\mathbf{H}_0^m$ — максимальное значение $|\mathbf{H}_0|$ в пределах ВК), что характерно для объемных МСВ: на частотах выше f_{\perp}^m изменение знака $\Psi(z)$ внутри ФП отсутствует, как это имеет место у ПМСВ в неограниченных ВС. Резо-

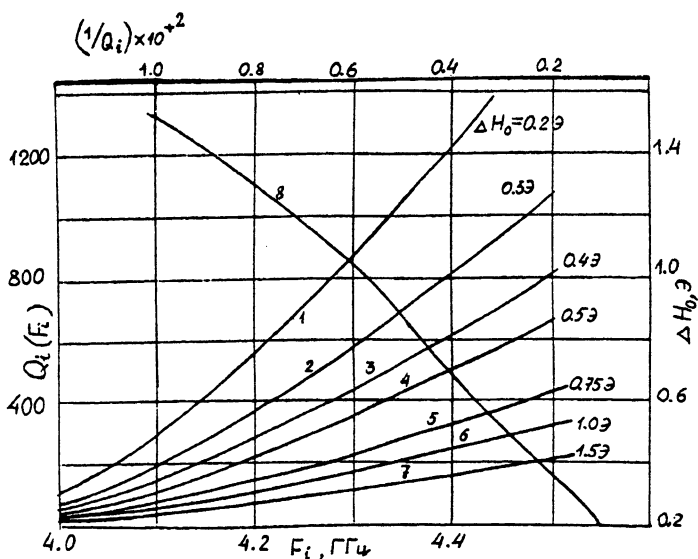


Рис. 3. Частотные зависимости $Q(F_i)$ при разных значениях ΔH_0 (кривые 1-7) и зависимость величины $1/Q$ от ΔH_0 при $F_i = 4.3$ ГГц (кривая 8) в полосе частот $F_i > f_m^\perp$.

нажные частоты F_i для исследуемых типов колебаний легко определяются по заданному значению τ с помощью условия (6) и кривой 1 рис. 2. Результаты расчетов зависимостей $Q_i(F_i)$ для разных значений ΔH_0 на частотах $F_i > f_m^\perp$ приведены на рис. 3. Наблюдаемый рост Q_i с увеличением $K_i'(F_i)$, по-видимому, связан с концентрацией Ψ в центральной слабо-неоднородной части ВК при больших значениях K_i (ср. кривые 4, 5 рис. 1), а также с более медленным ростом значений K_i'' при увеличении F_i по сравнению с функцией $K_i'(F_i)$. Интересной особенностью резонанса МСВ в структурах с неоднородным H_0 является близкая к линейной зависимость величины $1/Q_i$ от ΔH_0 (рис. 3, кривая 8).

В работе впервые на основе решения двумерной краевой задачи (7) найдены резонансные частоты и построены частотные зависимости собственной добротности резонанса ПМСВ в кольцевом резонаторе, образованном неоднородным полем малогабаритного магнита. Построена зависимость величины $1/Q_i$ от ширины линии ФМР. Разработанная методика может использоваться для моделирования резонанса МСВ в отрезках взаимных МСВ — волноводов любого типа или же в замкнутых ВК на их основе.

Список литературы

- [1] *Owens J.M., Smith C.U., Snarka Jr.E.P., Collins J.H.* // In Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1978. P. 440-442.
- [2] *Marcelli R., De-Gasperis P., Marescealli L.* // IEEE Prans. on Magn. 1991. V. 27. N 6. P. 5477-5480.
- [3] *Ishak W., Chang K.-W.* // IEEE Transactions on MTT. 1986. V. 34. N 12. P. 1383-1393.
- [4] *Poston T.D., Stancil D.D.* // J. Appl. Phys. 1984. v. 53. N 6.
- [5] *Васильев В., Ковалев С.И.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 7. С. 56-60.
- [6] *Васильев И.В., Ковалев С.И.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 13. С. 89-93.
- [7] *Анненков А.Ю., Герус С.В., Сотников И.В.* В кн. 5 Всес. школа-сем. по спин-волновой электронике. Тез. докл. Звенигород. 1991. С. 15.

Саратовский государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
15 июля 1993 г.