

Картины векторных линий высокочастотного поля поверхностной спиновой волны в ферритовой пластине, около которой находятся металлические экраны или магнитные стенки

Получены уравнения для векторных линий СВЧ полей дипольной спиновой волны касательно намагниченной плоской структуре диэлектрик-феррит-диэлектрик, граничащей с идеальными проводниками или «магнитными стенками». Выполнен расчет векторных линий магнитного поля и магнитной индукции в такой структуре для случая, когда один из диэлектриков представляет собой полупространство вакуума. Найдено, что в структуре феррит-диэлектрик-металл векторные линии магнитной индукции образуют два противоположно направленных вихря, локализованных вблизи обеих поверхностей пластины, а в структуре феррит-металл – один вихрь, локализованный вблизи неметаллизированной поверхности пластины. Обнаружена взаимосвязь между картиной изменения электрического поля спиновой волны и положением вихрей магнитной индукции. Найдено, что векторные линии магнитного поля ни в структурах с металлом, ни в структурах с магнитной стенкой не образуют вихри.

Ключевые слова: ферритовая структура, спиновая волна, вихри магнитной индукции

Картины векторных линий высокочастотных полей дипольной спиновой волны исследовались ранее для касательно намагниченной до насыщения ферритовой пластины в работах [1 – 4]. В частности, в [4] на основе уравнений Максвелла (без использования магнитостатического приближения) для поверхностной спиновой волны (известной также как поверхностная магнитостатическая волна) в касательно намагниченной ферритовой пластине была рассчитана картина векторных линий высокочастотной магнитной индукции, образующая противоположно направленные вихри вблизи противоположных поверхностей пластины, и установлена взаимосвязь между расположением этих вихрей и картиной изменения высокочастотного электрического поля спиновой волны.

Ниже без использования магнитостатического приближения будут исследованы картины векторных линий высокочастотных полей спиновой волны, распространяющейся в касательно намагниченных до насыщения ферритовых структурах типа диэлектрик-феррит-диэлектрик (ДФД), у которых внешние поверхности диэлектрических слоев граничат либо с идеально проводящей плоскостью, либо с идеальной магнитной стенкой (обеспечивающей равенство нулю тангенциальных компонент СВЧ магнитного поля).

Пусть у нас имеется структура ДФД, у которой внешние поверхности диэлектрических слоев граничат с плоскостями идеального проводника или идеальной магнитной стенки. Ведем декартову систему координат так, чтобы ось x была нормальна к плоскости структуры, а ось z была направлена вдоль постоянного однородного магнитного поля \mathbf{H}_0 , касательно намагничивающего ферритовый слой 2 до насыщения (рис.1). Пусть спиновая волна с частотой f и волновым числом k_y распространяется в этой структуре вдоль оси y , то есть, задача однородна вдоль оси z и $\partial/\partial z \equiv 0$. Получим уравнения для векторных линий магнитного поля \mathbf{h} и магнитной индукции \mathbf{b} рассматриваемой спиновой волны.

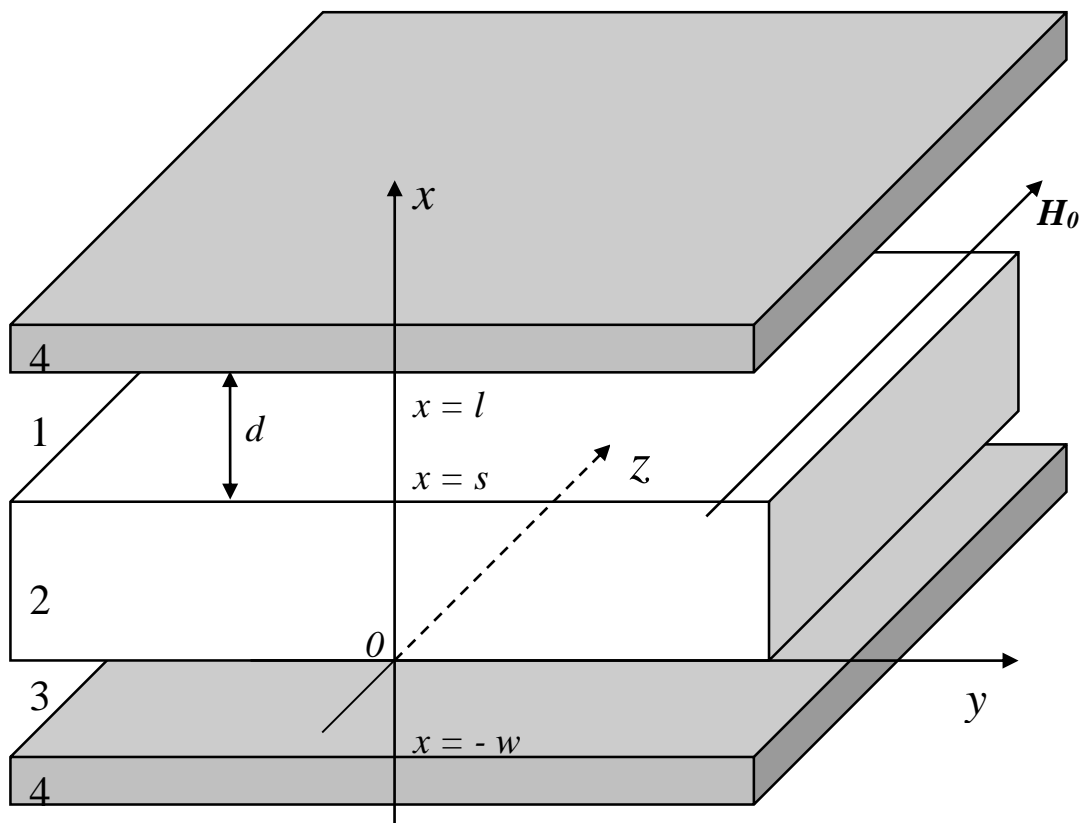


Рисунок1. Геометрия задачи: 1 – слой диэлектрика, 2 – ферритовая пластина, 3 – слой диэлектрика, 4 – слой вещества, обеспечивающего граничные условия типа «магнитной стенки» (или идеально проводящей плоскости).

Исходя из уравнений векторного анализа (см., например, [5] с.45-47), запишем уравнения для векторных линий СВЧ полей спиновой волны в каждой из сред ($j = 1, 2, 3$):

$$\frac{dx}{\operatorname{Re}(h_{jx})} = \frac{dy}{\operatorname{Re}(h_{jy})}, \quad \frac{dx}{\operatorname{Re}(b_{jx})} = \frac{dy}{\operatorname{Re}(b_{jy})}, \quad \frac{dx}{\operatorname{Re}(m_{jx})} = \frac{dy}{\operatorname{Re}(m_{jy})} \quad (1)$$

Подставляя в (1) выражения для СВЧ полей спиновой волны из [6] и используя дисперсионное уравнение, описывающие распространение спиновых волн в исследуемой структуре [6], можно получить уравнения для векторных линий магнитного поля \mathbf{h} , магнитной индукции \mathbf{b} и намагниченности \mathbf{m} (вывод этих уравнений аналогичен изложенному в [4]). В частности, уравнения для векторных линий магнитного поля \mathbf{h} в каждой из сред ($j = 1, 2, 3$) будут иметь вид:

$$-k_{1x}x - \ln|\exp(-2k_{1x}x) \pm \exp(-2k_{1x}l)| - \ln|\sin(k_y y)| = k_y C'_{h1}, \quad (2)$$

$$k_y x \frac{\nu k_y + \mu k_{2x}}{\mu k_y + \nu k_{2x}} - \frac{k_y^2 (\mu^2 - \nu^2)}{\mu^2 k_y^2 - \nu^2 k_{2x}^2} \ln \left| 1 + \frac{\nu k_{2x}}{\mu k_y} + \xi \left(1 - \frac{\nu k_{2x}}{\mu k_y} \right) \exp(2k_{2x}x) \right| - \ln|\sin(k_y y)| = k_y C'_{h2}, \quad (3)$$

$$k_{3x}x - \ln|\exp(2k_{3x}x) \pm \exp(-2k_{3x}w)| - \ln|\sin(k_y y)| = k_y C'_{h3}, \quad (4)$$

Здесь k_y и k_{jx} – постоянная распространения и x -компоненты волнового вектора, μ и ν – диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости феррита, C'_{h1} , C'_{h2} и C'_{h3} – константы, возникающие при интегрировании, а величина ξ определяется выражением:

$$\xi = \frac{k_{2x} + \frac{\nu}{\mu} k_y - \frac{\mu_{\perp}}{\mu_1} k_{1x} \operatorname{th}(k_{1x}d)}{k_{2x} - \frac{\nu}{\mu} k_y + \frac{\mu_{\perp}}{\mu_1} k_{1x} \operatorname{th}(k_{1x}d)} \exp(-2k_{2x}s) \quad (5)$$

В уравнениях (2) и (4) следует использовать знак «+» или знак «-» в зависимости от граничных условий (магнитная стенка или проводящая плоскость), используемых на поверхностях $x = l$ и $x = -w$. Кроме того, если слой диэлектрика l на рис.1 граничит при $x = l$ не с магнитной стенкой, а с проводящей плоскостью, то в соответствии с мнемоническими правилами, изложенными в [6], в выражении (5) следует произвести замену $\operatorname{th}(k_{1x}d)$ на $\operatorname{cth}(k_{1x}d)$. Очевидно, что в диэлектрических слоях l и 3 намагниченность равна нулю, а СВЧ магнитная индукция и магнитное поле совпадают. Поэтому для описания векторных линий СВЧ магнитной индукции в слоях l и 3 можно использовать уравнения (2) и (4). Что касается векторных линий СВЧ магнитной индукции и намагниченности спиновой волны в ферритовом слое, то их описывают уравнения (11) и (23) в [4], полученные для спиновой волны в ферритовой пластине.

Исследуем теперь влияние металлического экрана и магнитной стенки на высокочастотные электромагнитные поля спиновой волны. Для этого рассчитаем векторные линии полей \mathbf{b} и \mathbf{h} в структуре, у которой с одной стороны от ферритовой пластины находится диэлектрическое полупространство ($w \rightarrow \infty$), а с другой – диэлектрический слой толщиной d , который граничит с идеальным металлом (такую структуру будем называть МДФД) или с идеальной магнитной стенкой (такую структуру будем называть МсДФД), причем $\mu_l = \mu_3 = \varepsilon_l = \varepsilon_3 = 1$. Для расчетов выберем наиболее типичные параметры внешнего магнитного поля и структуры ДФД: $H_0 = 300$ Э, $\varepsilon_2 = 15$, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $s = 10$ мкм. Рассмотрим на примере спиновой волны с $k_y = 500$ см⁻¹, как изменяются векторные линии магнитного поля \mathbf{h} и магнитной индукции \mathbf{b} в структурах МДФД и МсДФД с одним и тем же значением $d = 15$ мкм (рис. 2 и 3, соответственно).

Как видно на рис. 2 и 3 в структурах МДФД векторные линии величин \mathbf{h} и \mathbf{b} всегда остаются замкнутыми, в то время как в структурах МсДФД эти линии разрываются вблизи магнитной стенки, замыкаясь на нее перпендикулярно поверхности стенки. Линии индукции \mathbf{b} в рассматриваемых структурах образуют вихри (рис. 2б и 3б). В структурах с металлом центры этих вихрей расположены вдоль обеих поверхностей феррита друг напротив друга (рис. 2б). В структурах МсДФД центры вихрей могут быть расположены как вдоль обеих поверхностей феррита (как на рис. 3б), когда магнитная стенка расположена сравнительно далеко от феррита, так и вдоль одной (ближней к магнитной стенке) поверхности феррита, когда магнитная стенка расположена сравнительно близко к ферриту. Отметим, что некоторые линии магнитной индукции, проходящие слишком близко от магнитной стенки, разрываются, замыкаясь на магнитную стенку, и не образуют вихрь.

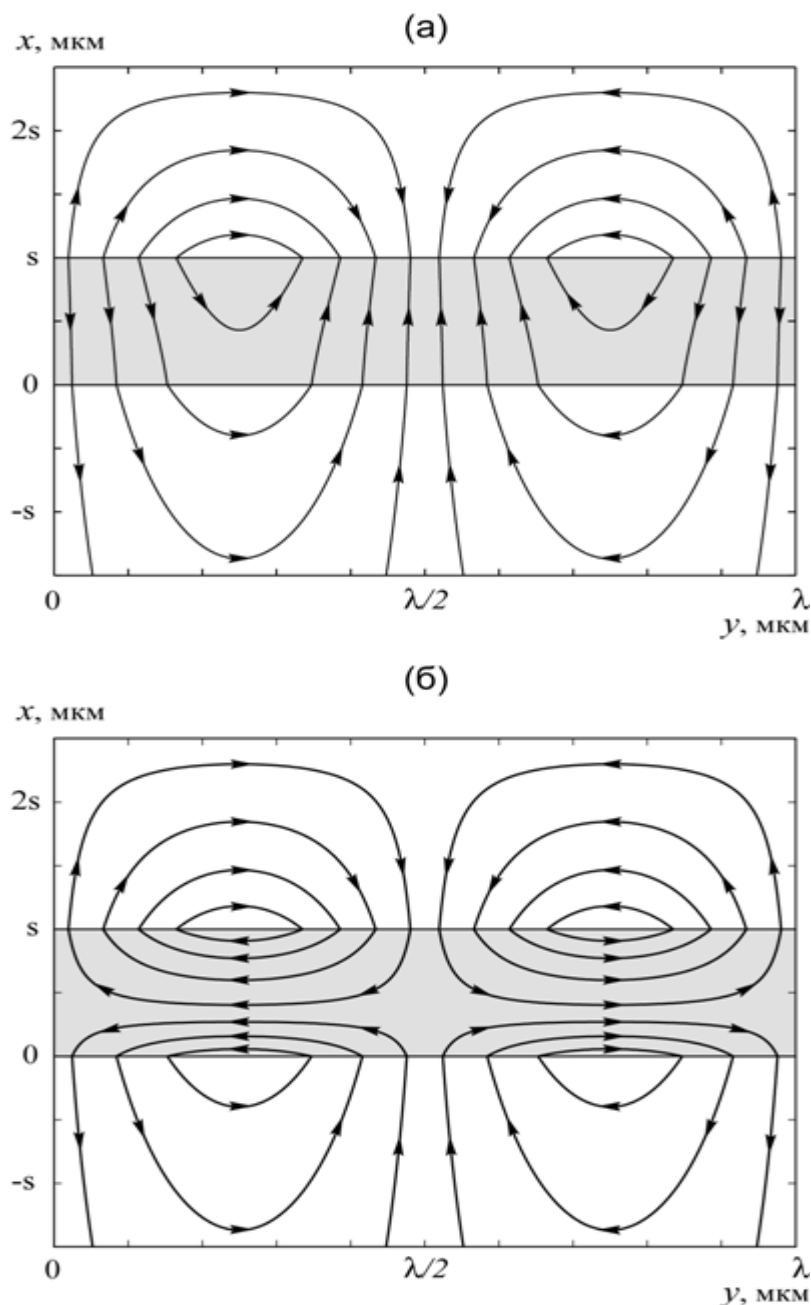


Рисунок 2. Картины векторных линий СВЧ магнитного поля (а) и магнитной индукции (б) поверхностной спиновой волны с $k_y = 500 \text{ см}^{-1}$ в структуре ДФД ($d = 15 \text{ мкм}$, $s = 10 \text{ мкм}$, $w \rightarrow \infty$), граничащей с металлическим экраном.

Во всех структурах наблюдается взаимосвязь между изменением электрического поля и положением вихрей магнитной индукции спиновой волны: если внутри феррита электрическое поле спиновой волны меняет знак, то плоскость $x = x_0$, где электрическое поле равно нулю, одновременно является границей между противоположно направленными вихрями магнитной индукции, центры которых расположены вдоль обеих поверхностей ферритовой пластины. Величина x_0 зависит от параметров структуры и самой спиновой волны. Если же знак электрического поля спиновой волны не меняется в сечении структуры, то центры вихрей магнитной индукции располагаются только вдоль поверхности феррита, на которой амплитуда электрического поля максимальна.

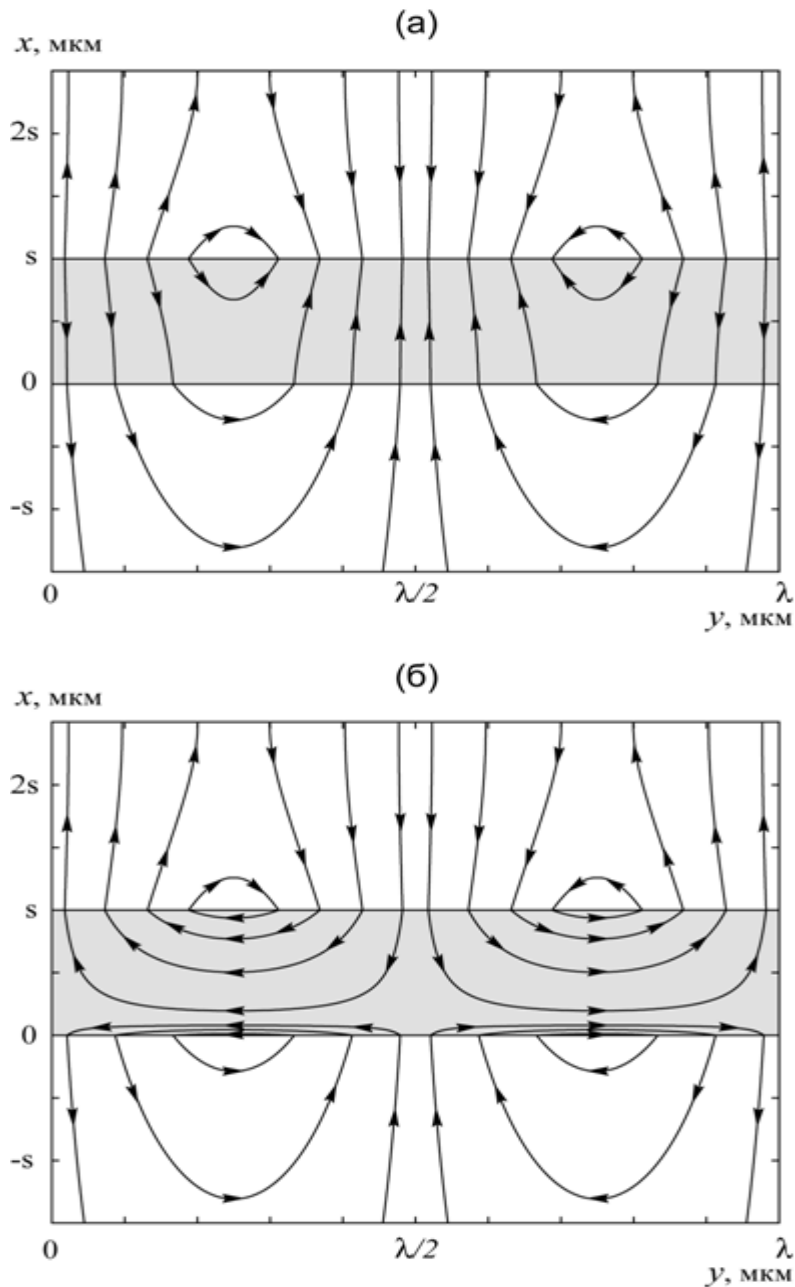


Рисунок 3. Картины векторных линий СВЧ магнитного поля (а) и магнитной индукции (б) поверхностной спиновой волны с $k_y = 500 \text{ см}^{-1}$ в структуре ДФД ($d = 15 \text{ мкм}$, $s = 10 \text{ мкм}$, $w \rightarrow \infty$), граничащей с магнитной стенкой.

Библиографический список

1. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab. // J. Phys. Chem. Sol., 1961, v.19, №3/4, p.308-320.
2. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны / М.: Наука, 1994. -464с.
3. Данилов В.В., Зависляк И.В., Балинский М.Г. /Спинволновая электродинамика. Киев: изд. Либідь, 1991.
4. Локк Э. Г. Структура высокочастотных полей поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине / Радиотехника и электроника. – 2015 – Т. 60, в печати.
5. Краснов М. Л., Киселев А. И., Макаренко Г. И. Векторный Анализ: Задачи и примеры с подробными решениями. — М.: Едиториал УРСС, 2002. — 144 с.
6. Локк Э. Г. Спиновые волны в структуре диэлектрик-феррит-диэлектрик, граничащей с «магнитными стенками» или идеальными проводниками (на основе уравнений Максвелла) / Радиотехника и электроника – 2014 – Т. 59, №7. с. 711-721.