

Об угловой ширине луча обратной спиновой волны, возбуждаемой линейным преобразователем в ферритовой пластине

На основе полученной ранее формулы рассчитана угловая ширина волнового пучка обратной спиновой волны, возбуждаемой произвольно ориентированным линейным преобразователем в касательно намагниченной ферритовой пластине для случая, когда длина преобразователя намного больше длины спиновой волны. Показано, что при некоторых ориентациях преобразователя в пластине может возникнуть нерасширяющийся волновой пучок. Использование таких пучков на практике может существенно снизить потери при передаче энергии волны от возбуждающего преобразователя к приемному.

Ключевые слова: ферритовая пластина, обратная спиновая волна, дифракция, угловая ширина пучка

Как было показано недавно [1] при решении общей двумерной задачи по дифракции на щели поверхностной спиновой волны (известной также как поверхностная магнитостатическая волна), угловая ширина основного дифракционного луча зависит не только от отношения длины падающей волны λ к длине щели D (как это имеет место для изотропных сред), но и от математических свойств изочастотной зависимости дифрагирующей волны. В ходе решения данной задачи была получена универсальная формула, описывающая зависимость угловой ширины каждого дифракционного луча от параметров волны, анизотропной среды и длины щели (для случая $D \gg \lambda$) и было показано, что с помощью этой формулы можно вычислять угловую ширину луча как для разных типов спиновых волн, так и для волн иной природы в различных анизотропных средах и структурах. Как следует из полученной формулы, угловая ширина луча в анизотропных средах может не только быть меньше величины λ/D , но и быть равной нулю, если данному дифракционному лучу на изочастотной зависимости волны соответствует точка, в которой производная $d\psi/d\varphi = 0$, где углы ψ и φ определяют ориентацию, соответственно, групповой скорости \mathbf{V} и волнового вектора \mathbf{k} . Поэтому поиск анизотропных структур, в которых могут возникать «нерасширяющиеся» лучи (угловая ширина которых равна нулю) можно проводить на основе анализа математических свойств изочастотных зависимостей волн, распространяющихся в данной структуре. Такой анализ позволяет также выявить конкретные геометрии возбуждения и дифракции волн, при которых будут возникать «нерасширяющиеся» лучи.

В этой связи ниже будет изучена возможность возникновения «нерасширяющихся» лучей обратной спиновой волны (отметим, что эта волна известна в литературе также как «обратная объемная магнитостатическая волна» [2]. Однако, недавно в [3] было показано, что при строгом описании этой волны на основе уравнений Максвелла (без использования магнитостатического приближения) её распределение по толщине феррита представляет

собой сумму экспоненциальных и тригонометрических функций (а не только тригонометрических). Поэтому мы полагаем, что слово «объёмная» в названии данной волны можно не использовать), возбуждаемых преобразователем конечной длины в ферритовой пластине.

Пусть обратная спиновая волна с частотой f возбуждается в касательно намагниченной ферритовой пластине толщиной s с помощью произвольно ориентированного тонкого линейного преобразователя длиной D (рис. 1). Пусть выполняется неравенство $D \ll \lambda_{ЭМВ}$, где $\lambda_{ЭМВ} = 2\pi/k_{ЭМВ} = c/f$ – длина электромагнитной волны, которая подводится к преобразователю для возбуждения спиновой волны, а c – скорость света. В этом случае можно считать, что во всех точках преобразователя подводимая электромагнитная волна имеет практически одинаковую фазу, а возбуждающаяся обратная спиновая волна имеет волновой вектор \mathbf{k} , ориентированный нормально к линии преобразователя (т.е., волновой фронт спиновой волны параллелен линии преобразователя).

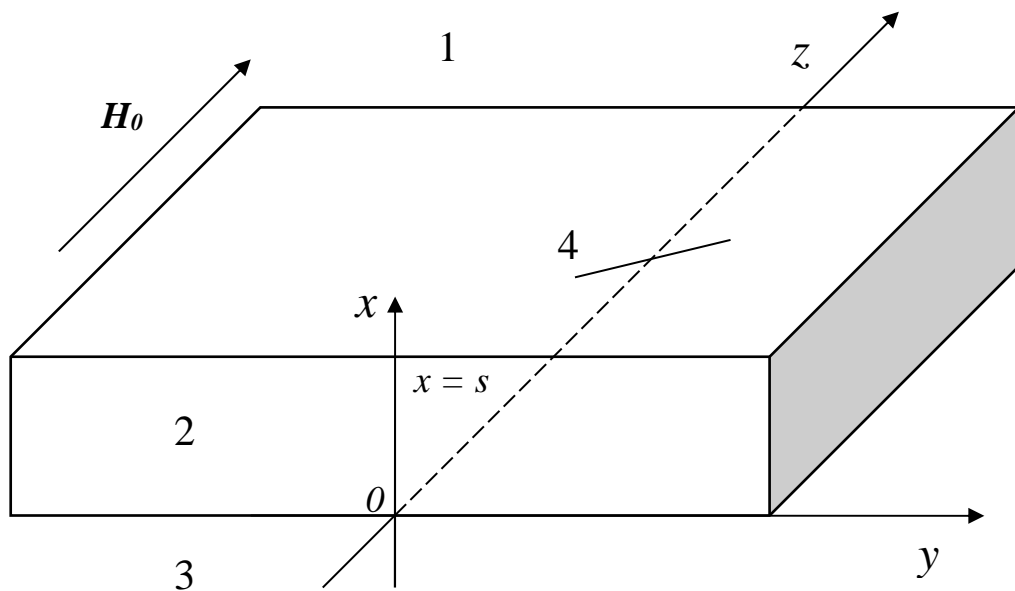


Рисунок 1. Геометрия задачи: 1, 3 – полупространства вакуума, 2 – ферритовая пластина, намагниченная до насыщения внешним однородным магнитным полем \mathbf{H}_0 , 4 – преобразователь, возбуждающий обратную спиновую волну.

Обозначим угол между вектором \mathbf{k} и осью z (в плоскости yz) через φ . Используя имеющееся в литературе дисперсионное уравнение для обратной спиновой волны (см., например, [2, 4, 5]), можно построить для этой волны изочастотную зависимость $k_z(k_y)$ (в декартовой системе координат) или $k(\varphi)$ (в соответствующей полярной системе координат). Изочастотные зависимости обратной спиновой волны для трех различных частот приведены на рис. 2 (показана лишь верхняя полуплоскость для $k_z > 0$), где показаны также произвольные волновой вектор \mathbf{k} , соответствующий вектор групповой скорости \mathbf{V} и углы φ и ψ , определяющие ориентацию этих векторов.

Будем считать, что длина D возбуждающего преобразователя выбрана таким образом, что кроме неравенства $D \ll \lambda_{ЭМВ}$ выполняется также неравенство $D \gg \lambda = 2\pi/k$,

т.е., длина преобразователя намного больше длины возбуждаемой спиновой волны. Отметим, что этим двум условиям можно удовлетворить почти всегда (подробнее об этом см. раздел 9 в [1]). В этом случае в дальней зоне для *абсолютной угловой ширины* ограниченного волнового пучка спиновой волны, возбуждаемой линейным конечным преобразователем (без учета эффектов возбуждения на концах преобразователя), будет справедлива следующая формула (см. [1]):

$$\Delta\psi = \frac{\lambda}{D} \left| \frac{d\psi}{d\varphi}(\varphi) \right|. \quad (1)$$

Как указывалось в [1], в анизотропных средах удобнее рассчитывать не величину $\Delta\psi$, а отношение σ абсолютной угловой ширины $\Delta\psi$ (в радианах) к величине λ/D (угловой ширине дифракционного луча в изотропной среде в радианах)

$$\sigma = \frac{\Delta\psi}{\lambda/D}. \quad (2)$$

По физическому смыслу величина σ является *относительной угловой шириной* волнового пучка (луча): во сколько раз величина σ окажется меньше (больше) единицы, во столько же раз угловая ширина луча $\Delta\psi$ будет меньше (больше), чем в изотропных средах. Подставляя (1) в (2) для величины σ можно получить простую формулу:

$$\sigma = \left| \frac{d\psi}{d\varphi}(\varphi) \right| \quad (3)$$

Таким образом, как для вычисления величины $\Delta\psi$, так и для вычисления величины σ необходимо рассчитать зависимость $d\psi/d\varphi$. Зависимости угла ψ и величины $d\psi/d\varphi$ от угла φ для трех различных частот показаны на рис. 3а и 3б, а зависимость $\sigma(\varphi)$ – на рис. 4. При расчетах использовались те же параметры, что и в [5]: $4\pi M_0 = 1875$ Гс, $s = 82$ мкм, $H_0 = 367$ Э.

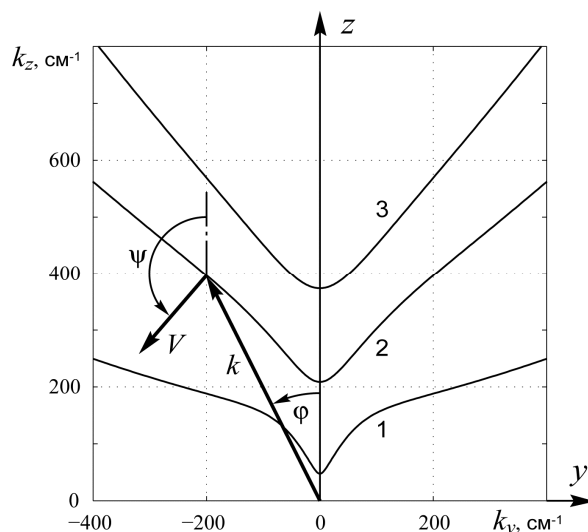


Рисунок 2. Изочастотные зависимости обратной спиновой волны в ферритовой пластине для различных значений частоты f : 1 – 2350, 2 – 1900, 3 – 1630 МГц.

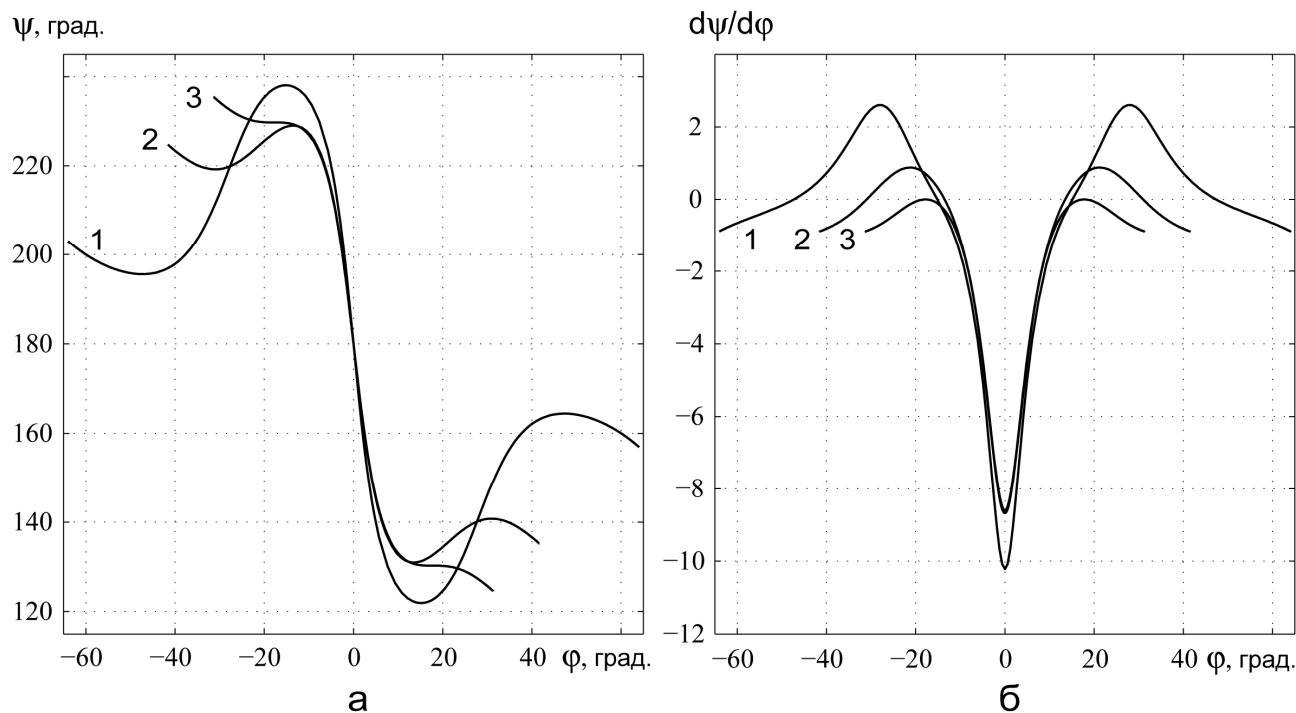


Рисунок 3. Зависимости величин ψ и $d\psi/d\varphi$ (а и б) от угла φ , задающего ориентацию волнового вектора \mathbf{k} спиновой волны (и линейного преобразователя, возбуждающего волну) для различных значений частоты f : 1 – 2350, 2 – 1900, 3 – 1630 МГц.

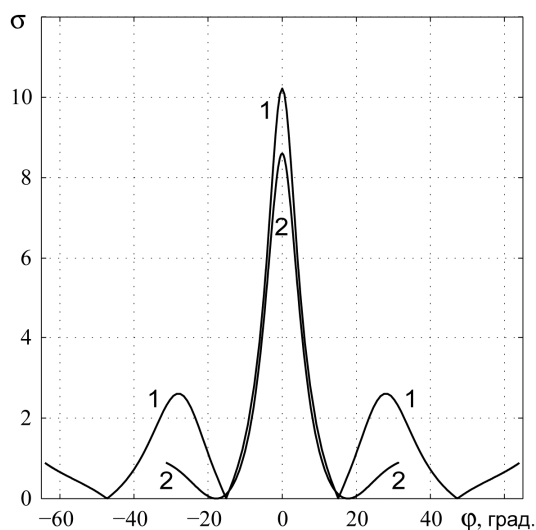


Рисунок 4. Относительная угловая ширина σ волнового пучка спиновой волны в зависимости от угла φ , определяющего ориентацию возбуждающего пучок линейного преобразователя, для двух значений частоты f : 1 – 2350, 2 – 1630 МГц.

Зная величину σ и длину спиновой волны λ можно подобрать длину возбуждающего преобразователя D (при соблюдении условия $D \gg \lambda$), при которой, в соответствии с

формулой (2), абсолютная угловая ширина $\Delta\psi$ возбужденного волнового пучка будет приемлемой.

Как видно из рис. 3, для всех трех значений частоты существуют такие ориентации φ волнового вектора \mathbf{k} спиновой волны (или линейного преобразователя, возбуждающего волну), при которых величина $d\psi/d\varphi$ равна нулю. Это означает, что при ориентации линейного преобразователя под данными углами φ будет возникать нерасширяющийся волновой пучок, то есть, как абсолютная, так и относительная угловая ширина возбуждаемого волнового пучка в этих случаях будут равны нулю: $\Delta\psi = \sigma = 0$ (рис. 4). Например, для частоты $f = 2350$ МГц нерасширяющийся волновой пучок возбудится и будет распространяться под углом $\psi = 164,4^\circ$ при ориентации преобразователя под углом $\varphi = 47,3^\circ$, а для частоты $f = 1630$ МГц такой пучок возбудится и будет распространяться под углом $\psi = 130,25^\circ$ при ориентации преобразователя под углом $\varphi = 17,9^\circ$. Следует иметь в виду, что для частоты $f = 2350$ МГц функция $\varphi(\psi)$ (обратная функции $\psi(\varphi)$) является неоднозначной для значений ψ , лежащих в интервале углов $121,9^\circ < \psi < 164,4^\circ$, из-за чего при ориентации преобразователя под углом φ , лежащем в соответствующих интервалах неоднозначности (т.е., для $|\varphi| > 1,6^\circ$) на практике может наблюдаться неоднородная дифракционная картина (подробнее об этом см. раздел 7 в [1]). Для частоты $f = 1630$ МГц функция $\varphi(\psi)$ всегда является однозначной, поэтому неоднородная дифракционная картина в этом случае не возникает.

Использование нерасширяющихся волновых пучков на практике позволит значительно снизить потери за счет расплывания пучка при его распространении от возбуждающего преобразователя к приемному. Отметим, что наиболее распространенное на практике использование волновых пучков обратной спиновой волны с противоположно направленной ориентацией векторов \mathbf{V} и \mathbf{k} (т.е., когда $\varphi = 0$) будет сопровождаться, согласно расчетам, довольно сильным расплыванием пучка (см. рис. 4), со значениями $\sigma = 8 - 10$, т.е. абсолютная угловая ширина пучка $\Delta\psi$ будет в 8 – 10 раз больше, чем у возбудителя таких же размеров в изотропной среде.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-07-00332.

Библиографический список

1. Локк Э. Г. Угловая ширина луча при дифракции на щели волны с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями // Успехи физ. Наук – 2012- Т. 182 - №12 - С. 1327-1343.
2. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab. // J. Phys. Chem. Sol., 1961, v.19, №3/4, p.308-320.
3. Вашковский А. В., Локк Э. Г. О физических свойствах обратной магнитостатической волны при ее описании на основе уравнений Максвелла / Радиотехника и электроника. – 2012 – Т. 57, №5 – С. 541-549.
4. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны / М.: Наука, 1994. -464с.
5. Вашковский А. В., Локк Э. Г. Свойства обратных электромагнитных волн и возникновение отрицательного отражения в ферритовых пленках // Успехи физ. Наук – 2006- Т. 176 - №4 - С. 403-414.