

К. М. ПОЛИВАНОВ

НОВЫЙ ЭФФЕКТ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ГИРОМАГНИТНЫМИ ЯВЛЕНИЯМИ

(Представлено академиком А. А. Лебедевым 15 I 1954)

Резонансные изменения магнитной восприимчивости, обусловленные одновременным воздействием постоянного и переменного поля, предсказанные Я. Г. Дорфманом еще в 1923 г. (1), были обнаружены экспериментально Е. К. Завойским (2), Гриффитсом (3) и др. Это явление нашло применение для создания управляемых аттенюаторов в технике сантиметровых волн, а также ряд других применений (4, 5). Техническое применение находит также вращение плоскости поляризации (эффект Фарадея) сантиметровых волн при их прохождении через подмагниченную пластинку из оксидных ферромагнетиков. Пользуясь эффектом Фарадея, можно получить устройства, в которых затухание волны зависит от направления ее распространения (6).

Гиромагнитные явления должны обуславливать еще один эффект, в известной мере аналогичный эффекту Фарадея. Этот эффект заключается в зависимости поглощения электромагнитных волн от направления их распространения в волноводе. Если около одной из стенок волновода расположить пластину из магнетодиэлектрика (феррита), то при прохождении вдоль волновода волны типа H_{01} поле на поверхности пластины (см. рис. 1) может быть выражено равенствами

$$h_x = H_{xm} \cos(\omega t - kx), \quad e_z = E_{zm} \sin(\omega t - kx). \quad (1)$$

Очевидно, что эти равенства относятся к волне, распространяющейся в направлении x .

При наличии постоянного магнитного поля $H_0 = -H_z$ поле волны индуцирует магнитное поле

$$h'_y = H'_{ym} \sin(\omega t - kx). \quad (2)$$

Из первого уравнения Максвелла легко найти, что электрическое поле, индуцированное добавочным полем h'_y , должно быть равно

$$e'_z = -\frac{k}{\omega \epsilon_0} H'_{ym} \sin(\omega t - kx). \quad (3)$$

Как видно из сопоставления второго из уравнений (1) и (3), добавочно индуцированное электрическое поле e'_z оказывается направленным противоположно полю волны e_z .

При изменении направления распространения волны (или при изменении знака постоянного поля) электрическое поле волны окажется совпадающим по направлению с добавочным индуцированным электрическим полем. Так как поглощение электромагнитной энергии в значительной мере связано с диэлектрическими потерями и с тепловым

рассеянием, обусловленным проводимостью, то естественно, что во втором случае поглощение, вызванное пластиной, окажется больше.

Приведенные выводы являются приближенными. Однако они отчетливо показывают на существование нового эффекта, обусловленного гиромагнитными явлениями. Более подробный анализ должен быть произведен с учетом фазового сдвига между h_y и h_x в области полей H_0 меньших и больших резонансного, а также с учетом фазового сдвига, обусловленного комплексным характером параметров среды; кроме того, приведенные формулы относятся только к поверхности пластины; само собой разумеется, что для полного учета потерь следует рассматривать поглощение энергии во всей толще пластины.

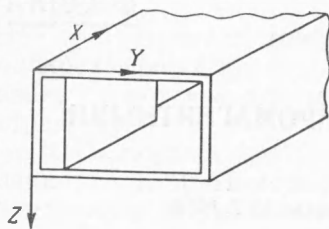


Рис. 1. Волновод с поглощающей пластиной из магнетодиэлектрика

Добавление при корректуре. Заполнение части волновода изотропной, не гиротропной средой с $|\epsilon_r| > 1$ (пластина) приводит как бы к удлинению пути парциальных волн Бриллюена в этой среде. Однако характер поля распространяющейся волны типа H_{01} при этом не меняется, и напряженность поля в пластине может быть представлена равенствами

$$h_y = -H_{y0} \sin(a + by) \sin(\omega t - kx), \quad h_x = H_{x0} \cos(a + by) \cos(\omega t - kx), \quad (4)$$

где a, b, k, H_{y0}, H_{x0} определяются из решения волнового уравнения при соблюдении обычных граничных условий на границах первой и второй среды.

Поле (4) в гиротропной среде (см., например, (7)) при постоянном поле $H_0 = -H_z$, характеризуемой тензором

$$\begin{array}{c|cc} & x & y \\ \hline x & \mu & i\alpha \\ \hline y & -i\alpha & \mu \end{array} \quad (5)$$

возбуждало бы индукцию

$$b_x = \bar{\mu}_{xx} h_x, \quad b_y = \bar{\mu}_{yy} h_y, \quad (6)$$

где $\bar{\mu}_{xx}$ и $\bar{\mu}_{yy}$ — эффективные значения проницаемости:

$$\bar{\mu}_{xx} = \mu - \alpha \frac{H_{y0}}{\mu H_{x0}} \operatorname{tg}(a + by), \quad \bar{\mu}_{yy} = \mu - \alpha \frac{H_{x0}}{\mu H_{y0}} \operatorname{ctg}(a + by). \quad (7)$$

В случае изменения знака постоянного поля H_0 в выражениях (7) перед вторыми слагаемыми меняется знак.

Исходя из решения, проведенного без учета гиротропности, находим, что гиротропность приводит к увеличению или уменьшению эффективной проницаемости в зависимости от знака H_0 . Но уменьшение (увеличение) проницаемости приводит к тому, что доля энергии волны, проходящей в пластине, уменьшается (увеличивается). При наличии диэлектрических и магнитных потерь это означает уменьшение поглощения энергии в первом случае и увеличение — во втором. Таким образом, другой способ приближенного рассмотрения процесса в гиротропной пластине также приводит к выводу о зависимости поглощения в пластине от направления постоянного поля или от направления распространения волны. Итак, гиромагнитные свойства при-

водят к следующему эффекту: ослабление проходящего по волноводу потока энергии зависит от направления этого потока.

После того как публикуемое сообщение было представлено автором, краткое сообщение об этом эффекте появилось в иностранной печати (8).

Поступило
6 II 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Я. Г. Дорфман, *Zs. f. Phys.*, **17**, 98 (1923). ² Е. К. Завойский, *J. of Physics*, **9**, 211 (1945); **10**, 2 (1946); *ЖЭТФ*, **17**, 883 (1947). ³ J. Griffiths, *Nature*, **158**, 670 (1946); пер. в сборн. Ферромагнитный резонанс, 1952. ⁴ M. Raskard, *Rev. Sci. Instr.*, **19**, 435 (1948); пер. в сборн. Парамагнетизм ядер и β -распад, 1950. ⁵ H. G. Beljers, *Physica*, **16**, 75 (1950); пер. в сборн. Парамагнетизм ядер и β -распад, 1950. ⁶ С. Hogan, *Bell. Syst. Techn. J.*, **31**, No 1, ¹ (1952); пер. в сборн. Вопросы радиолокационной техники, № 4 (16), 1953. ⁷ D. Polder, *Phil. Mag.*, **40**, 99 (1949); пер. в сборн. Ферромагнитный резонанс, 1952. ⁸ M. Kales, H. Chait, N. Sakiotis, *J. Appl. Phys.*, **24**, 816 (1953).