

УДК 535.42

© 1992

БИСТАБИЛЬНОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЛЕГКООСНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ, ПОМЕЩЕННОМ В ПОСТОЯННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

С. Вукович,¹ С. Н. Гаврилин, С. А. Никитов

Построена теория прохождения эллиптически поляризованной электромагнитной волны (ЭМВ) через пластину легкоосного двухподрешеточного антиферромагнетика (АФМ), помещенную в постоянное внешнее магнитное поле. Рассмотрено взаимодействие ЭМВ со спиновой системой АФМ. Найдены условия возникновения бистабильности и мультистабильности ЭМВ. Для кристаллов FeF_2 выполнены оценки зависимости коэффициента прохождения волны через пластину от амплитуды волны, толщины пластины и величины внешнего магнитного поля.

В изучении нелинейных эффектов, возникающих при распространении электромагнитных волн (ЭМВ) в антиферромагнетиках (АФМ), можно выделить два основных направления. Первое связано с исследованием поверхностных и объемных поляритонов — нелинейных ЭМВ в легкоосных АФМ [1, 2]. Второе — исследование нелинейных эффектов, возникающих при прохождении ЭМВ через пластину АФМ, когда частота ЭМВ лежит вблизи частоты антиферромагнитного резонанса (АФМР), а толщина образца сравнима с длиной волны падающего излучения [3]. В работе [4] нами было теоретически изучено прохождение циркулярно поляризованной ЭМВ через пластину легкоосного двухподрешеточного АФМ, помещенную в постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси легкого намагничивания кристалла. В случае, когда взаимодействие волны со спиновой системой образца носит нелинейный характер, цилиндрическая симметрия спиновой системы АФМ, имеющая место в линейном приближении для геометрии эффекта Фарадея [5], нарушается. Магнитная проницаемость АФМ становится функцией частоты и мощности падающей волны, а также внешнего магнитного поля. Если толщина пластины удовлетворяет условиям геометрического резонанса, а именно, если она кратна половине длины волны падающего излучения, то в режиме прохождения ЭМВ через пластину АФМ могут появиться бистабильные, а при возрастании мощности волны — и мультистабильные состояния. Данная работа посвящена изучению условий появления таких состояний, а также исследованию зависимости эффекта от параметров пластины АФМ и падающего излучения.

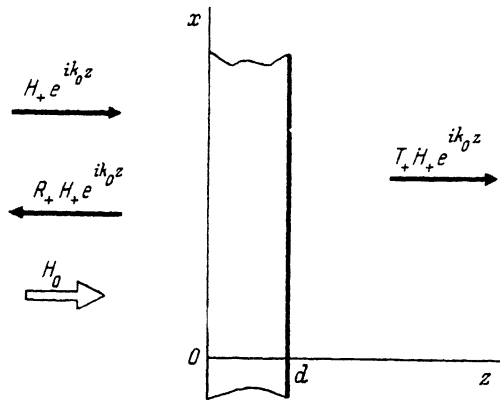
Рассмотрим пластину АФМ со структурой рутила толщиной d , помещенную в постоянное внешнее магнитное поле H_0 , направленное вдоль оси легкого намагничивания образца z , перпендикулярной поверхности пластины (рис. 1). По нормали к поверхности падает эллиптически поляризованная волна, магнитное поле которой имеет компоненты h_x и h_y . Будем считать, что величина постоянного внешнего магнитного поля такова, что подрешетки АФМ находятся в антипараллельном состоянии. Используя двухподрешеточную модель, которая [5] хорошо отражает свойства реальных кристаллов (FeF_2 , MnF_2), и уравнение Ландау—

¹ Институт физики. Белград. Югославия.

Рис. 1. Геометрия задачи.

R_+ и T_+ — коэффициенты отражения и прохождения правополяризованной волны.

Лифшица, получаем выражение для нелинейной магнитной проницаемости АФМ, зависящей от частоты и мощности падающей волны [3, 4]. Считая диэлектрическую проницаемость пластины ϵ постоянной, из уравнений Максвелла получаем систему связанных нелинейных уравнений для комплексных амплитуд право- и левополяризованных волн, распространяющихся в пластине АФМ.



$$\frac{d^2 h_+}{dz^2} + \epsilon k_0^2 \{ \mu_+ h_+ + (1/4) A_1 (H_+^2 + H_-^2) h_+ \} =$$

$$= \{ - (1/2) A_2 H_+ H_- \cos (\Phi_+ - \Phi_-) h_+ \}, \quad (1a)$$

$$\frac{d^2 h_-}{dz^2} + \epsilon k_0^2 \{ \mu_- h_- + (1/4) A_3 (H_+^2 + H_-^2) h_- \} =$$

$$= \{ - (1/2) A_4 H_+ H_- \cos (\Phi_+ - \Phi_-) h_- \}, \quad (1b)$$

$h_+ = h_x + ih_y$, $h_- = h_x - ih_y$, $k_0 = \omega/c$ (ω — частота падающей волны, c — скорость света в вакууме), $\epsilon > 0$, μ_{\pm} — магнитная проницаемость кристалла для право- и левополяризованных волн, рассчитанная в линейном приближении; A_{1-4} — нелинейные коэффициенты, возникающие в результате учета квадратичных членов в уравнении Ландау—Лифшица, H_{\pm} — амплитуды, а Φ_{\pm} — эйконы право- и левополяризованных волн. На рис. 2 приведена зависимость μ_{\pm} от частоты. В качестве параметров расчета мы брали соответствующие значения для кристаллов FeF_2 . Из рисунка видно, что зависимость $\mu_+(\omega)$ обладает резонансными свойствами вблизи нижней частоты антиферромагнитного резонанса (АФМР) Ω_- и не имеет особенностей при остальных значениях ω . И наоборот, $\mu_-(\omega)$

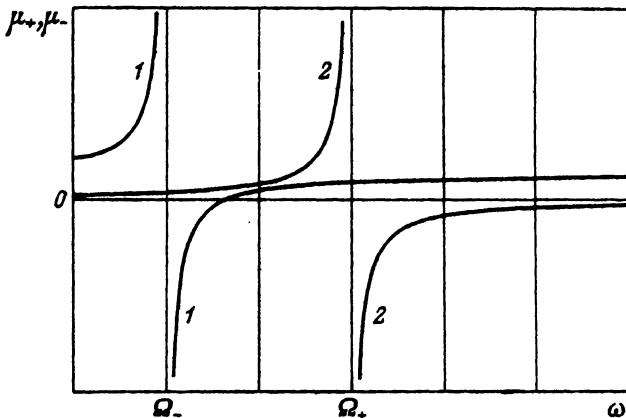


Рис. 2. Зависимость линейных коэффициентов μ_+ (1) и μ_- (2) от частоты падающей волны.

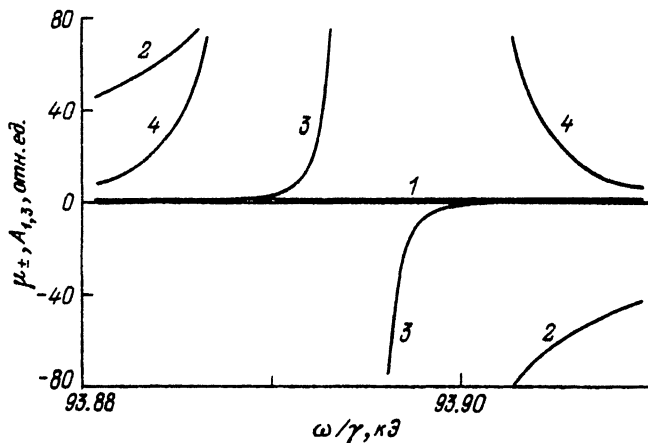


Рис. 3. Зависимость линейных и нелинейных коэффициентов от частоты волны (выраженной в единицах поля $H = \omega/\gamma$) вблизи частоты АФМР Ω_+ .

μ_+ (1), μ_- (2), A_1 (3), A_3 (4). $H_0 = 0.5$ кЭ, $H_+ = H_- = 1$ Э, $H_a = 8.4$ кЭ, $H_c = 515$ кЭ, $m_s = 0.56$ кГс. H_a и H_c — эффективное поле анизотропии и обменное поле магнитного кристалла, m_s — намагниченность подрешеток АФМ, γ — гиромагнитное отношение.

изменяется резонансным образом только вблизи верхней частоты АФМР Ω_+ . Нас главным образом интересуют области вблизи частоты АФМР, поскольку в этих областях нелинейные эффекты, связанные с мощностью волны, оказывают наиболее сильное влияние на характер распространения волны через кристалл. Рассмотрим, для определенности, ситуацию вблизи частоты Ω_+ (рис. 3). Величина μ_+ положительна и слабо зависит от частоты вблизи Ω_+ (кривая 1). Величина μ_- (кривая 2) много больше величины μ_+ слева от Ω_+ и $\mu_- < 0$ справа от Ω_+ . Это означает, что оптическая плотность среды

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}$$

для h_- -волны много больше аналогичной величины для h_+ -волны для частот, меньших Ω_+ , и n — чисто мнимая величина для частот, больших Ω_+ . Следовательно, коэффициент отражения пластины АФМ для h_- -волны много больше соответствующей величины для h_+ - волны для частот, меньших Ω_+ . При частотах,

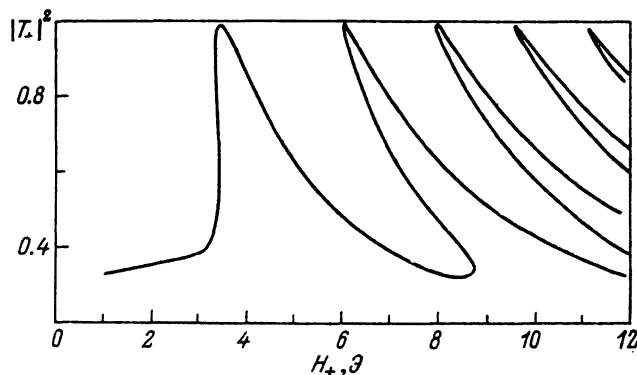


Рис. 4. Зависимость квадрата коэффициента прохождения ЭМВ через пластину АФМ от амплитуды магнитного поля падающей волны.

$H_0 = 0.5$ кЭ, $\Delta\Omega/\gamma = -20$ Э, $\epsilon = 5.5$, $d = 1.5 \lambda_f$; $\lambda_f = 2\pi/k_0 n$; $\Delta\Omega$ — расстройка между частотой волны и частотой АФМР.

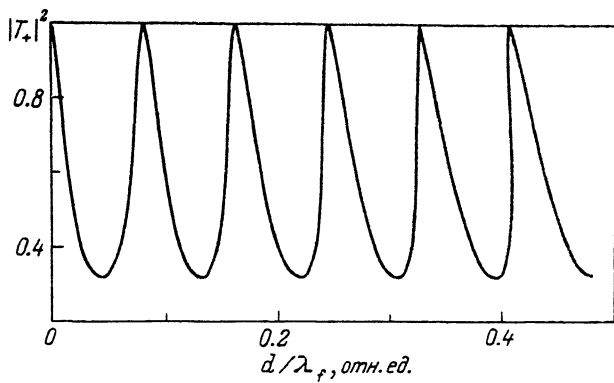


Рис. 5. Зависимость квадрата коэффициента прохождения волны через пластину АФМ от толщины пластины.

$$N_0 = 0.5 \text{ кЭ}, N_+ = 7 \text{ Э}, \epsilon = 5.5, \Delta\Omega/\gamma = -20 \text{ Э}, \lambda\gamma = 2\pi/\text{кол.}$$

больших Ω_+ , h_- -волна не может распространяться через пластину, поскольку n принимает чисто мнимые значения, что соответствует затуханию сигнала. Если амплитуды право- и левополяризованных волн, падающих на пластину, одинаковы по порядку величины, то можно считать, что в пластине $|h_-| \ll |h_+|$. Отметим, что эта зависимость получена без учета потерь. На практике в среде всегда имеются потери, и поэтому при резонансе h_- -волна будет испытывать сильное поглощение [6]. Таким образом, можно считать, что в указанном диапазоне частот в пластине может распространяться лишь одна h_+ -волна, а решение системы (1) в этом диапазоне частот сводится к решению одного нелинейного уравнения (1а) с правой частью, равной нулю. Приведенные на рис. 3 зависимости нелинейных коэффициентов от частоты (кривые 3 и 4) также имеют резонансные особенности в точке АФМР.

Механизм решения (1а) с правой частью, равной нулю, с учетом граничных условий подробно изложен в [4]. Отметим, что общее решение такого уравнения можно выразить через эллиптические функции Якоби, а поиск решений, удовлетворяющих граничным условиям на обеих поверхностях пластины сводится к поиску одного параметра, характеризующего поток энергии, которая переносится волной через пластину АФМ. Результатом решения граничной задачи является зависимость коэффициента пропускания T пластины АФМ, характеризующего поток энергии, прошедшей через пластину, от параметров задачи. На рис. 4 приведена зависимость квадрата коэффициента пропускания пластины АФМ от амплитуды волны. Бистабильный режим пропускания пластины наступает лишь при достижении определенной амплитуды падающей волны. При увеличении амплитуды система переходит в мультистабильное состояние. Появление новых решений для T по мере увеличения амплитуды связано с возникновением геометрического резонанса в пластине АФМ. Увеличение мощности волны изменяет (уменьшает или увеличивает, в зависимости от знака нелинейности) эффективный показатель преломления АФМ. Следствием этого является изменение оптической толщины пластины. Максимумы пропускания соответствуют определенному условию — они возникают тогда, когда на толщине пластины укладывается целое число длин полуволн падающего излучения. Отметим, что данная система действует подобно резонатору Фабри—Перо, заполненному средой, показатель преломления которой зависит от мощности распространяющегося в нем излучения. Бистабильность коэффициента пропускания достигается при превышении определенной толщины пластины АФМ (рис. 5), причем это значение уменьшается

с увеличением амплитуды волны или с уменьшением расстройки между частотой волны и частотой АФМР. Это объясняется тем, что нелинейные свойства изначально линейной волны начинают проявляться только после прохождения определенного пути в нелинейной среде. Значение критической толщины, как и следовало ожидать, уменьшается с увеличением амплитуды волны и коэффициента, характеризующего нелинейность среды.

Таким образом, существует несколько параметров, совокупность которых определяет возникновение бистабильности. Таковыми являются амплитуда падающей волны, величина расстройки между частотой волны и частотой АФМР, а также толщина пластины. Величина внешнего магнитного поля определяет главным образом значение частоты АФМР и может служить настроочным параметром.

Список литературы

- [1] Camley R. E., Mills D. L. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 3. P. 1280—1287.
- [2] Toussaint R. M., Hone D. W., Jaccarino V., Resende S. M. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 7. P. 3859—3865.
- [3] Almeida N. S., Mills D. L. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 4. P. 2015—2023.
- [4] Вукович С., Гаврилин С. Н., Никитов С. А. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. № 5(11). С. 1718—1725.
- [5] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [6] Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. Т. 2. 504 с.

Институт радиотехники и электроники РАН
Москва

Поступило в Редакцию
9 июня 1992 г.