

УДК 534.29 538.245

© 1991

О МЕХАНИЗМЕ АКУСТОМАГНИТНОЙ МОДУЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ ТИПА «ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ»

А. А. Авакян, К. Г. Ерзнкян, К. Н. Кочарян, Р. М. Мартиросян

Исследован механизм акустомагнитной модуляции электромагнитных волн субмиллиметрового диапазона в антиферромагнетике (АФ) со слабым ферромагнетизмом типа «легкая плоскость» (ЛП) вблизи собственных частот антиферромагнитного резонанса АФМР. Предлагаемый механизм основывается на представлении о колебаниях слабоферромагнитного вектора в базисной плоскости АФ с частотой, возбужденной в образце стоячей ультразвуковой (УЗ) волны, с которыми связаны осцилляции значений показателя преломления и коэффициента поглощения образца вблизи АФМР. Для образца в виде плоскопараллельной пластины эти осцилляции приводят к модуляции коэффициента пропускания образца с частотой УЗ. Получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Известно, что магнитная проницаемость веществ уменьшается с повышением частоты, и в инфракрасном диапазоне можно считать, что электродинамические свойства среды в основном обусловлены диэлектрической проницаемостью [1]. Однако, как было показано в работах [2, 3], вблизи частот АФМР, которые расположены, как правило, в субмиллиметровом диапазоне, имеет место заметное возрастание влияния магнитной подсистемы на электродинамические свойства АФ, что открывает возможности наблюдения новых эффектов в этом диапазоне. Действительно, ранее нами сообщалось о наблюдениях акустомагнитной модуляции в гематите [4]. В настоящей работе приведены новые экспериментальные результаты, а также более подробно рассмотрен механизм наблюдения эффекта в АФ со слабым ферромагнетизмом типа «ЛП».

В АФ указанного выше типа существуют две ветви колебаний, одна из которых, высокочастотная, располагается в субмиллиметровом диапазоне. Эта ветвь характеризуется противофазной прецессией магнитных моментов подрешеток M_i , в результате чего слабоферромагнитный момент m , расположенный в ЛП, совершает продольные колебания [5]. Очевидно, что высокочастотная ветвь может возбуждаться, только если имеется ненулевая компонента магнитной составляющей электромагнитной волны вдоль направления слабоферромагнитного момента. Действительно, на рис. 1 приведены спектры пропускания гематита в базисной плоскости для двух случаев $h \perp m$ и $h \parallel m$, где h — магнитная составляющая линейно-поляризованной субмиллиметровой волны. Видно, что эти спектры существенно отличаются друг от друга вблизи АФМР, который при температуре ~ 330 К располагается на частоте ~ 220 ГГц. Первому случаю соответствует $\mu \approx 1$, а второй спектр может быть описан магнитной проницаемостью вида [6]

$$\mu = 1 + \Delta\mu v_0^2 / (v_0^2 - v^2 + i\nu\Gamma), \quad (1)$$

где v_0 — резонансная частота, Γ — ширина линии, $\Delta\mu$ — вклад моды в статическую магнитную проницаемость. Отсюда видно, что однородно-

Намагниченная среда является двулучепреломляющей и дихроичной с главными осями, связанными с направлением слабоферромагнитного момента в базисной плоскости. Соответственно и изменение направления m в базисной плоскости равносильно изменению направления главных осей. Переориентацию магнитного момента в базисной плоскости можно реализовать различными способами, в том числе и изменением направления внешнего магнитного поля. Однако, учитывая сильное магнитоупругое

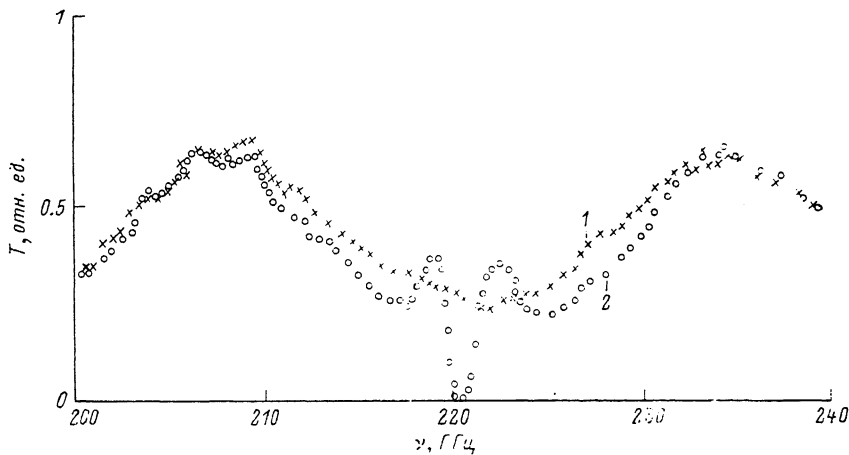


Рис. 1. Спектр пропускания пластины гематита. $d \approx 1.3$ мм, $m \perp h$ (1), $m \parallel h$ (2), $H = 300$ Э.

взаимодействие в гематите, нам представлялось более привлекательным осуществление модуляции возбуждением в образце стоячих УЗ волн [7].

На рис. 2 изображена схема эксперимента. Квазиоптический пучок электромагнитной волны субмиллиметрового диапазона 1 с плоскостью поляризации XY проходил через плоскопараллельный образец гематита размерами $6 \times 3 \times 6$ мм. В легкой плоскости образца (XZ) возбуждалась продольная стоячая УЗ волна с помощью пьезокерамического преобразователя

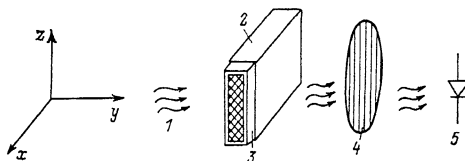


Рис. 2. Схема эксперимента.

1 — плоскополяризованная электромагнитная волна, 2 — образец гематита, 3 — пьезокерамический преобразователь, 4 — поляризационный фильтр, 5 — приемник.

зователя, которая возбуждала колебания слабоферромагнитного момента. Излучение, прошедшее через поляризационный фильтр 4 на основе одномерных сетчатых элементов, регистрировалось кристаллическим детектором в квазиоптическом исполнении. Первоначально УЗ модуляция была осуществлена на частоте 5.39 МГц [4], что соответствует длине акустической волны в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 \sim 1.3$ мм. Поскольку макет модулятора был реализован в квазиоптическом варианте, то пространственное усреднение приводило к существенному ослаблению эффекта. В целях повышения эффективности модуляции в настоящей работе была использована более низкая частота ультразвука (~ 1.17 МГц), а апертура электромагнитной волны была уменьшена с помощью концентраторов до размеров $\lambda_{\text{ввух}}/2$. Частота АФМР в гематите сильно изменяется с температурой, поэтому предпочтение было отдано измерениям на фиксированной частоте с пере-

стройкой резонансной частоты изменением температуры образца. Амплитуда УЗ деформации определялась посредством измерения падения напряжения на пьезокерамическом преобразователе и составляла $\sim 3 \cdot 10^{-6}$.

Известно, что в квазиоптическом приближении пропускание плоскопараллельной пластины диэлектрика имеет вид [8]

$$T = \exp(-2\beta) [(1 - R_0)^2 + 4R_0 \sin^2 \psi] / \{ [1 - R_0 \exp(-2\beta)]^2 + 4R_0 \exp(-2\beta) \sin^2(\alpha + \psi) \}, \quad (2)$$

где $\alpha = 2\pi n d / \lambda_0$, $\beta = 2\pi k d / \lambda_0$, $R = [(n-1)^2 + k^2] / [(n+1)^2 + k^2]$, $\operatorname{tg} \psi = 2k / (n^2 + k^2 + 1)$, n — показатель преломления, k — коэффициент поглощения, d — толщина пластины, λ_0 — длина электромагнитной волны в вакууме.

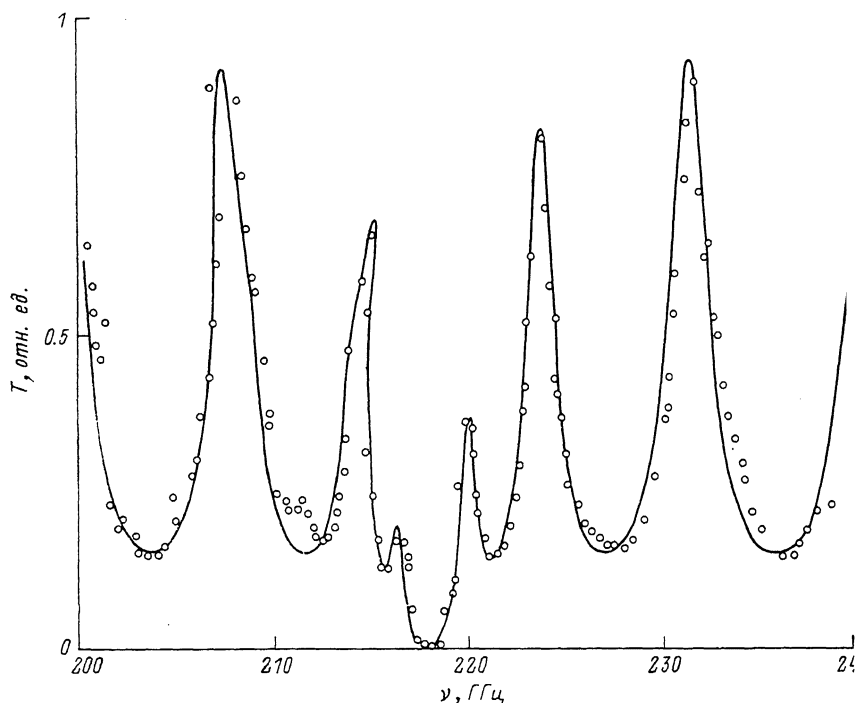


Рис. 3. Экспериментальные точки и расчетный спектр пропускания пластины гематита, $d \approx 3$ мм.

Поскольку значение магнитного двуупреломления Δn представляет собой малую добавку ($\sim 5\%$) к однородному значению n_0 , то оно в первом приближении может быть описано формулой (2) с учетом (1) в выражениях для n и k

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n 2\Gamma \nu_0 (\nu_0^2 - \nu^2) / [(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2 \Gamma^2], \\ k &= k_0 + \Delta k \nu_0 \Gamma^2 / [(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2 \Gamma^2], \end{aligned} \quad (3)$$

где $n_0 = \sqrt{\epsilon}$, k_0 — фоновое поглощение, Δn — величина максимального отклонения от значения n_0 вблизи резонанса, Δk — величина поглощения на резонансной частоте.

На рис. 3 приведены экспериментально полученный спектр пропускания образца гематита точки и рассчитанная по формуле (2) с учетом (3) теоретическая кривая при значениях $\Delta n = \Delta k = 0.22$. Если считать, что 90° -ные относительно плоскости поляризации колебания слабоферромагнитного момента могут описываться преобразованием следующего вида:

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp(i\Omega t); \quad \Delta k = \Delta k_0 \exp(i\Omega t) \quad (4)$$

(ω — частота ультразвука), то малые колебания m могут быть учтены выражениями $\Delta n_1 = n\Delta(1 - \delta_1)$; $\Delta k_1 = \Delta k(1 - \delta_2)$, где δ_1 и δ_2 — функции амплитуды угла поворота m .

Наблюдаемая в эксперименте акустомагнитная модуляция соответствует осциллирующей с ультразвуковой частотой части коэффициента пропускания T . Выделение этой компоненты в аналитическом виде представляется достаточно сложным. Однако, поскольку нас интересует лишь амплитудная ее часть, достаточно сравнить между собой два значения коэффициента пропускания, соответствующих предельным положениям вектора m . При этом, разумеется, теряется часть информации, обусловленная фазовыми наложениями эффектов от модуляций Δn и Δk .

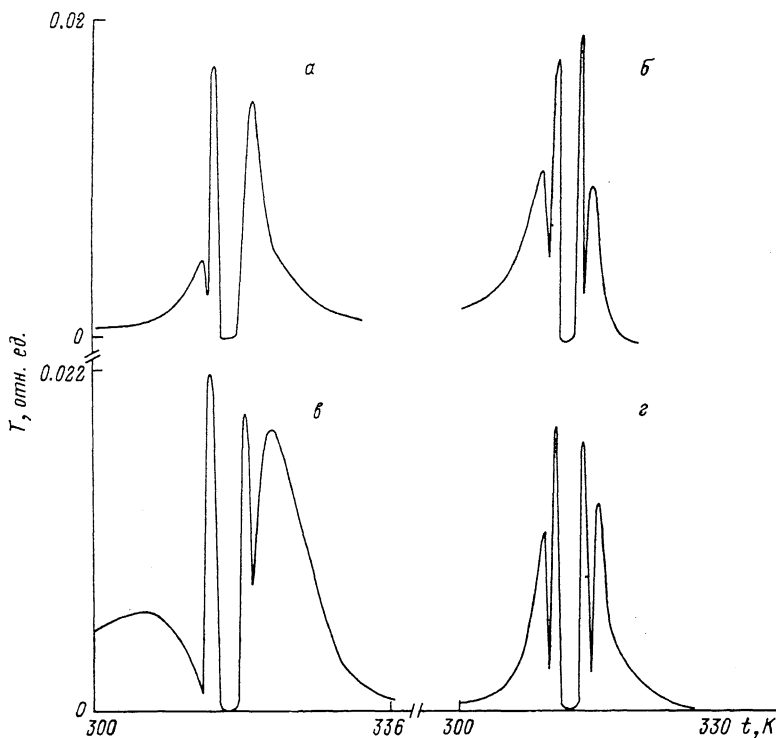


Рис. 4. Экспериментальные (*a*, *б*) и расчетные (*в*, *г*) зависимости амплитуды модуляции электромагнитной волны от температуры вблизи АФМР. $\nu_0 \approx 199$ (*a*, *в*) и ≈ 194 ГГц (*б*, *г*).

Экспериментальные зависимости эффекта акустомагнитной модуляции от температуры для двух частот, соответствующих максимуму и минимуму пропускания пластины гематита, согласно формуле (2), приведены на рис. 4, *a*, *б*. Видно, что на частоте резонанса имеет место полное подавление эффекта из-за большого поглощения.

Машинным моделированием с использованием приведенных выше формул, путем подгонки параметров δ_1 и δ_2 , получены расчетные кривые (рис. 4, *в*, *г*) для тех же частот, что и на рис. 4, *a*, *б*. Хорошее совпадение расчетной кривой с экспериментальными результатами на рис. 3 и сходство расчетных и экспериментально полученных зависимостей на рис. 4 при $\delta_1 = \delta_2 = 0.005$ свидетельствуют о правильности предложенного механизма эффекта акустомагнитной модуляции.

В заключение авторы выражают благодарность А. М. Балбашову за предоставление образца гематита, а также В. Г. Прпрян и Э. Л. Саркисян за помощь при проведении экспериментов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 621 с.
- [2] Кочарян К. Н., Мартиросян Р. М. и др. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 9. С. 2872—2875.
- [3] Кочарян К. Н., Мартиросян Р. М. и др. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2401—2404.
- [4] Avakian A. A., Kocharian K. N., Martirossian R. M. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1990. V. 11. N 6.
- [5] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., 1973. 591 с.
- [6] Александров К. С., Безматерных Л. И. и др. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 3. С. 1042—1049.
- [7] Кабыченков А. Ф., Шавров В. Г. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 2. С. 433—435.
- [8] Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М., 1963. 403 с.

Институт радиофизики и электроники
АН РА
Аштарак

Поступило в Редакцию
29 июня 1990 г.
В окончательной редакции
24 декабря 1990 г.