

УЕДИНЕННЫЕ МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА

М. В. Четкин, В. В. Лыков

Слабые ферромагнетики обладают сильной магнитоупругой связью, приводящей к большой нелинейности упругой подсистемы кристалла. При распространении мощной акустической волны в таких кристаллах возможны зарождение и распространение уединенных упругих деформаций [1].

Легкоплоскостной ферромагнетик борат железа (FeBO_3) прозрачен в видимой (зеленой) области спектра, обладает чрезвычайно сильной магнитоупругой связью и малой, легко перенормируемой упругим напряжением, величиной константы анизотропии, являясь тем самым идеальным объектом для изучения магнитоакустических взаимодействий оптическими методами [2].

Для экспериментов нами были выбраны кристаллические пластинки бората железа толщиной от 20 до 80 мкм (ось z по нормали к плоскости образца) с характерными размерами 3×5 мм. В плоскости (xy , распространялся продольный звук, создаваемый пьезокерамическим преобразователем, на который подавался видеопульс напряжения длительностью 0.15 мкс, амплитудой до 2 кв. В результате получался импульс звука частотой 3.4 МГц (равной собственной частоте преобразователя) и длительностью 1.5 мкс.

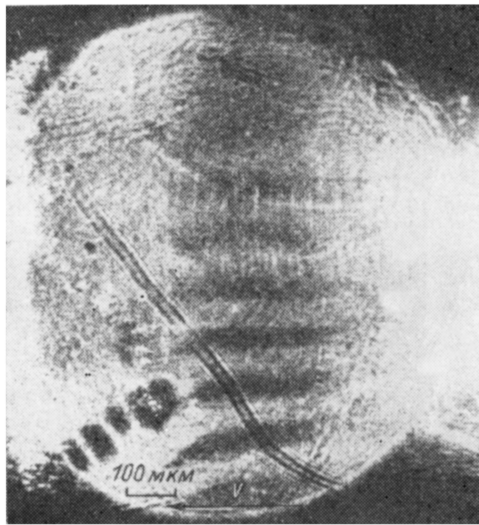
Как известно, время релаксации магнитной подсистемы в борате железа 10^{-8} с [3] и, следовательно, на указанной частоте она заведомо успевает подстроиться под упругую, что позволяет визуализировать акустические поля при помощи эффекта Фарадея. Это явление было использовано в нашем эксперименте. Вращение плоскости поляризации менее 0.5° , т. е. мы имели дело с весьма малоконтрастным и слабоосвещенным объектом. Регистрация осуществлялась методом высокоскоростной фотографии на высокочувствительные ортохроматические фотопленки. Подсветка производилась лазером на красителе на длине волны 535 нм с продольной накачкой азотным ТЕА-лазером с длительностью светового импульса 0.4 нс [4]. Лазерный импульс жестко, не хуже 2—3 нс, синхронизировался с фазой акустической волны.

В кристалле могло создаваться механическое напряжение вдоль направления распространения звука величиной до 10^9 дин/см²; реализовывались одно-, двух- и т. д. доменные состояния образца. Поскольку кристалл очень чувствителен к магнитным полям, то для отделения акустического сигнала от электромагнитной наводки при возбуждении пьезопреобразователя использовалась акустическая задержка на 5 мкс.

Деформация в акустической волне достигала $3 \cdot 10^{-5}$. Калибровка осуществлялась при помощи двух пьезопреобразователей, в свою очередь калиброванных электроиндукционным методом [5]. Измеренная при этом скорость продольного звука в пластинке толщиной 62 мкм составила $6.0 \pm \pm 0.1$ км/с. Это существенно меньше величины 10.7 км/с [2], измеренной методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния (т. е. в гигагерцевом диапазоне частот звука). Расхождение обусловлено уменьшением скорости звука в тонких пластинках (15—20 % в случае изотропного кристалла [6]) и наличием сильного магнитоупругого взаимодействия, приводящего к дисперсии скорости звука, которая ранее наблюдалась для скорости поперечного звука на частотах в несколько мегагерц [2].

При амплитуде звука $\geq 10^{-5}$ нами наблюдалось рождение нелинейной магнитоупругой волны (НМВ), отличающейся от волны накачки (см. рисунок). Скорость ее распространения $V = 1.80 \pm 0.15$ км/с. Она измерялась двумя способами: 1) непосредственно, визуальным, измеряя расстоя-

ние, пройденное НМВ за известное время, что позволяет стробоскопическая методика; 2) визуально, измеряя расстояние между соседними НМВ и пересчитывая скорость через известную частоту. Оба способа дают одинаковую величину. Эта скорость не зависит от толщины образца при ее изменении почти в три раза от 30 до 80 мкм, что свидетельствует о том, что НМВ не связана с лэмбовскими волнами. В указанных пределах точности мы не обнаружили зависимости скорости НМВ от внешних магнитных полей и давлений. Регистрируемая ширина НМВ изменялась от 250 до 60 мкм при изменении внешнего магнитного поля H , параллельного волновому вектору K ($H \parallel K$, от 0 до 60 Э. При $H > 80$ Э или в присутствии внешнего сжимающего давления вдоль K величиной более 10^8 дин/см² НМВ не наблюдалась. Форма НМВ оказалась неустойчивой относительно поперечной гофрировки. Причем при изменении $H \perp K$ от 0 до 40 Э период гофрировки менялся от 200 до 40 мкм; НМВ также не наблюдалась при $H > 60$ Э. При всех полях расстояние между соседними НМВ остава-



Уединенная магнитоакустическая волна в FeVO_3 с самоорганизацией типа поперечной гофрировки.

Стрелкой указано направление движения волны.

лось неизменным (500 мкм). Нами наблюдалось взаимодействие НМВ с неподвижной доменной границей (ДГ). Как НМВ, так и ДГ изменяли свою форму только в момент прохождения НМВ местоположения ДГ, после чего они обе восстанавливали свою форму. На рисунке представлена фотография НМВ с поперечной гофрировкой относительно направления распространения. Видимая ширина НМВ 250 мкм, период гофрировки 100 мкм, скорость 1.8 км/с. Визуализация НМВ становится возможной благодаря тому, что фактически мы видим динамическую структуру, отличающуюся направлением вектора намагниченности в соседних доменах и, следовательно, направлением вращения плоскости поляризации проходящего света.

Таким образом, приведенное выше описание НМВ говорит в пользу прямого экспериментального наблюдения уединенной магнитоакустической волны с самоорганизацией структуры в виде поперечной гофрировки [7]. Подобное явление имеет место в ортоферрите иттрия при распространении магнитного солитона, в качестве которого выступает ДГ при ее сверхзвуковом движении [4].

Список литературы

- [1] Ожогин В. И., Преображенский В. Л. // УФН. 1988. Т. 155. № 4. С. 593—621.
- [2] Diehl D., Jantz W., Nalang J., Wettling W. // Current Topic in Mater. Sci. 1984. V. 1. N 11. P. 1—370.
- [3] Кабыченков А. Ф., Шавров В. Г. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 2. С. 433—435.
- [4] Четкин М. В., Звездин А. К., Гадецкий С. Н., Гомонов С. В., Смирнов В. Б., Курбатова Ю. Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 1. С. 269—279.
- [5] Колесников А. Е. Акустические измерения. Л., 1983. 255 с.
- [6] Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику. М., 1984. 400 с.
- [7] Турияцин С. К., Фалькович Г. Е. // ЖЭТФ. 1985. № 1(7). С. 258—270.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
1 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
12 апреля 1990 г.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ТОЧКЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В КРИСТАЛЛАХ КВАРЦА С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ НЕСОВЕРШЕНСТВА

А. А. Аникьев, М. Умаров

В работе [1] было показано, что аномальное рассеяние света при $\alpha \leftrightarrow \beta$ фазовом переходе в кристаллах кварца, наблюдаемое авторами классической работы [2], имеет статическую природу. Однако до настоящего времени остается невыясненным вопрос о происхождении этих статических неоднородностей. Одной из возможных причин может быть рассеяние света на собственных несовершенствах структуры кварца, эффективный размер которых возрастает в точке перехода. В пользу данного предположения можно отнести результаты работы [3], где наблюдалась эмпирическая зависимость интенсивности рассеяния света в точке фазового перехода от добротности образцов кварца, определяемой радиотехническим методом

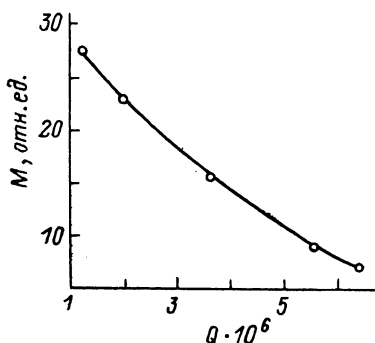


Рис. 1. Зависимость величины $M = I_s(T_c)/I_s(T_{комн})$ отношения интенсивностей рассеяния света при температуре фазового перехода и комнатной температуре от величины добротности Q пяти образцов кварца.

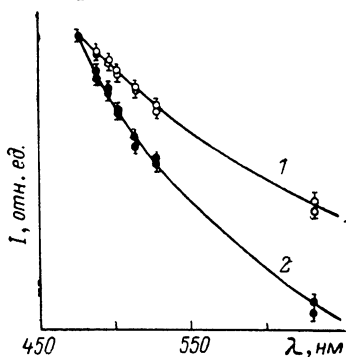


Рис. 2. Зависимость интенсивности рассеяния в точке фазового перехода кварца от длины волны падающего излучения для двух образцов кварца природного и искусственного происхождения.

Интенсивность рассеяния на длине волны $\lambda = 476.5$ нм для образцов синтетического кварца нормирована на соответствующее значение для природного кварца.

по затуханию второй гармоники кварцевого пьезорезонатора. Однако в [3] интенсивность рассеяния света не была отнесена к интенсивности рассеяния при комнатной температуре.

В настоящей работе проведены более детальные измерения интенсивности рассеяния света при комнатной температуре и в точке фазового перехода на образцах природного и синтетического кварца с измеренными значениями акустических потерь методом рассеяния Брэгга света на ультразвуке в области частот 750 кГц—490 МГц.

Измерения проводились на 12 образцах кварца, из которых 4 были природного и 8 синтетического происхождения высокого оптического качества, вырезанных в форме параллелепипедов размерами $12 \times 10 \times 4$ мм из блоков с известными добротностями. Тем не менее для каждого образца получены коэффициенты поглощения ультразвука на частоте 490 МГц и определены акустические потери Q^{-1} .

Интенсивность квазиупругого рассеяния $I_s(\lambda, T)$, нормированная на интенсивность линейно-поляризованного падающего света I_0 , и интенсивность рассеяния при комнатной температуре регистрировались с использованием модернизированного монохроматора ДФС-24 с решетками, фиксированными на длине волны падающего света в целях максимального