

## Температурные аномалии нелинейных магнитоакустических свойств монокристалла марганец-цинковой шпинели

© Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев, Т.А. Лудзская, И.В. Саенко, А.И. Яфасов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 29 августа 1996 г.)

Исследованы поглощение магнитоупругой волны и резонансное нелинейное взаимодействие встречных магнитоупругих волн в монокристалле марганец-цинковой шпинели вблизи предполагаемого спин-переориентационного перехода. Вблизи  $T_{tr} = 291$  К сигнал свертки исчезает, что объясняется релаксационной динамикой магнитной моды в области перехода. Увеличение значения поля, соответствующего максимуму свертки, при понижении температуры объясняется изменением размагничивающего поля.

Известно, что магнитоакустический резонанс (МАР) наступает при условии синхронного взаимодействия упругой и спиновой компонент магнитоупругой волны. При этом дисперсионные ветви соответствующих квази-волн близки к пересечению. В условиях неоднородных внутренних полей низкочастотный МАР (десятки МГц) с точностью до эффективного поля  $H_{eff} = \omega/\gamma$  наблюдается при  $\mathbf{H}_0 \approx -\mathbf{H}_{int}$ , где  $\mathbf{H}_{int} = \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_{dem}$ ;  $\mathbf{H}_{ex}$ ,  $\mathbf{H}_a$ ,  $\mathbf{H}_{dem}$  — соответственно поля обмена, анизотропии и размагничивания,  $\omega$  — частота волны,  $\gamma$  — магнитомеханическое отношение. Как было показано ранее [1], в условиях МАР значительно увеличивается эффективная магнитоупругая нелинейность, проявляющаяся в акустических свойствах конкретного образца. Одним из известных методов исследования нелинейности является изучение поведения второй и высших гармоник первоначально синусоидального сигнала (это может быть и импульс) в зависимости от внешних параметров. Однако, как известно [2], амплитуда прошедшего сигнала второй гармоники является результатом конкуренции двух процессов: затухания и, собственно, нелинейности,<sup>1</sup> в связи с чем интерпретация таким образом полученных экспериментальных результатов достаточно сложна и отчасти некорректна. Некорректность проистекает (в случае МАР) из-за незнания а priori размеров и формы резонансной области, зависящей от градиентов внутреннего поля. Достаточно грубая оценка характерных размеров области может быть проведена [4], однако большую, на наш взгляд, достоверность могут иметь данные, полученные на основе встречного нелинейного взаимодействия магнитоупругих волн, проявляющегося, например, в виде сигнала вырожденной свертки — электромагнитного (ЭМ) отклика на удвоенной частоте. Основным преимуществом такого метода является возможность точной локализации области взаимодействия (поскольку в обычной для такого типа схеме эксперимента два магнитоупругих импульса, идущие с разных сторон образца, встречаются в определенной области), и, следовательно, ЭМ-отклик зависит, с одной стороны,

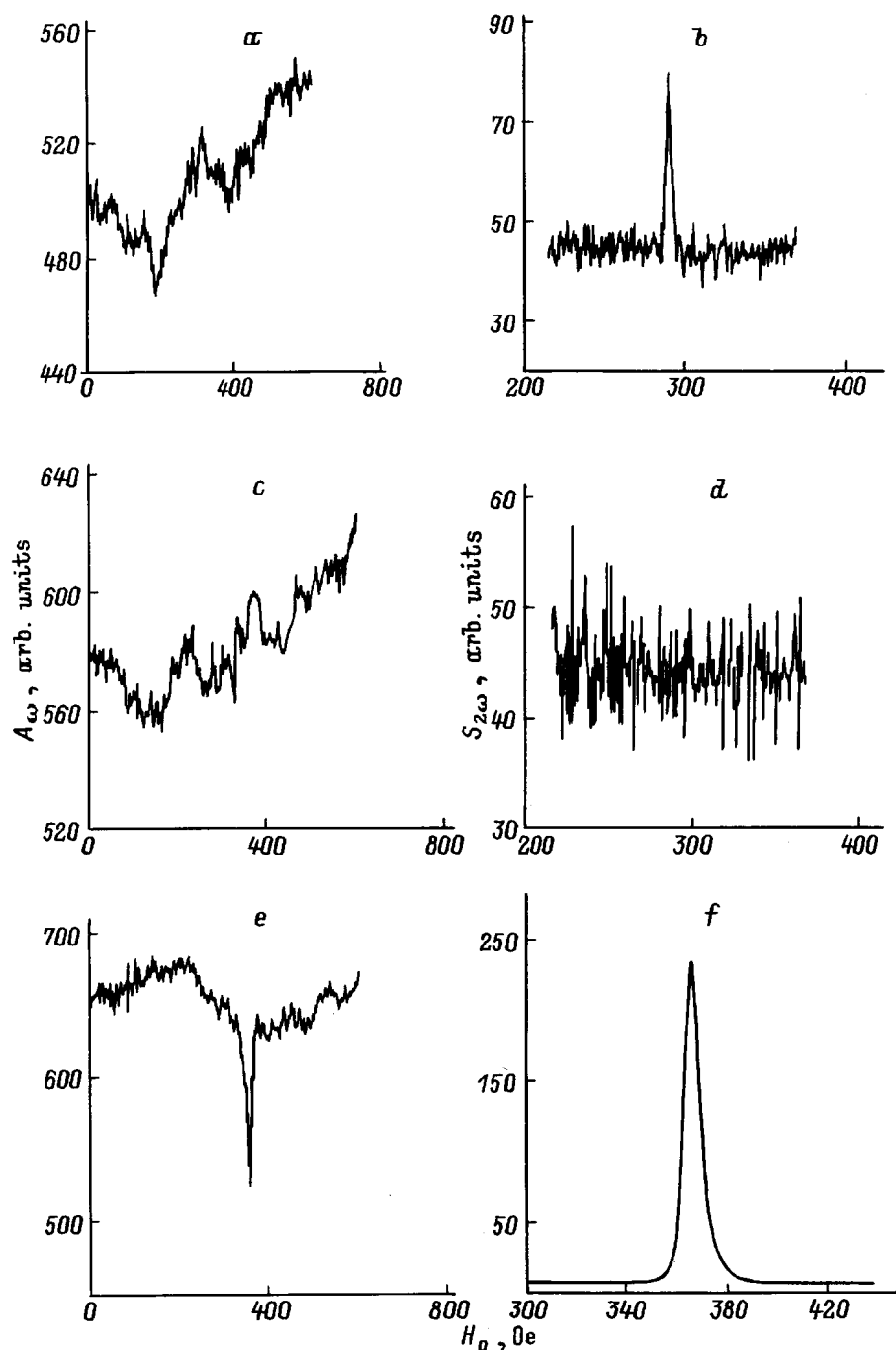
от амплитуды взаимодействующих импульсов, а с другой — от длины резонансной области и длительности импульсов.

В проведенных ранее исследованиях МАР было показано, что в окрестности МАР ЭМ-отклик возрастает на несколько порядков [5]. Поскольку все вышеприведенные исследования проводились при комнатных температурах, определенный интерес представляет исследование температурной зависимости наблюдаемых эффектов. Этому и посвящена настоящая работа.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования МАР и нелинейного встречного взаимодействия импульсов магнитоупругих волн с частотой 30 МГц и длительностью  $\approx 1 \mu s$  в монокристалле марганец-цинковой шпинели марки 2000МК, выращенном методом Вернейля, размером  $4 \times 5 \times 25$  мм, с ориентацией [100] вдоль длинной оси. Поперечные упругие волны возбуждались кварцевыми пьезопреобразователями с обеих сторон кристалла, ЭМ-отклик наблюдался с помощью катушки (4.5 витка провода диаметром 0.25 мм), намотанной в средней части кристалла: внешнее магнитное поле было направлено вдоль длинной оси образца. Интервал исследуемых температур составлял 230–300 К: именно в этой области температур ранее наблюдался спин-переориентационный фазовый переход для такого типа кристаллов [6]. Измерения проводились на автоматизированном магнитоакустическом спектрометре [7], позволяющем получать полевые зависимости (спектры) первой, второй гармоник и сигнала свертки. Температурные измерения велись в парах азота; цикл снятия спектра сигнала основной частоты занимал около 7 min, свертки — 1.5 min, скорость изменения температуры составляла около 0.005 К/с.

На рис. 1 в качестве примера спектров показаны зависимости амплитуды первой гармоники  $A_\omega$  и свертки  $S_{2\omega}$  от внешнего поля  $\mathbf{H}_0$  при разных температурах. В области низких температур четко наблюдается линейный МАР в виде минимума сигнала  $A_\omega$ , при этом сигнал свертки наблюдается при тех же значениях внешнего поля. По мере повышения температуры линейный МАР исчезает, сигнал свертки уменьшается и, наконец, при температуре  $T_{tr} = 291$  К его нельзя выделить на фоне шума. Аппроксимация  $S_{2\omega}(T)$  в этой области температур

<sup>1</sup> В ранее полученных результатах преобладание процессов затухания над генерацией гармоник наблюдалось на высоких частотах в железо-иттриевом гранате [3], на частотах 30 МГц имеет место чисто конкурентный процесс [4], в марганец-цинковых шпинелях в основном доминирующим является процесс образования второй гармоники.



**Рис. 1.** Зависимость от внешнего поля  $H_0$  амплитуды прошедшего сигнала основной частоты  $A_\omega$  ( $a$ ,  $c$ ,  $e$ ) и сигнала свертки  $S_{2\omega}$  ( $b$ ,  $d$ ,  $f$ ) при различных температурах  $T$  (К):  $a$ ,  $b$  — 299,  $c$ ,  $d$  — 291,  $e$ ,  $f$  — 231.5.

дает степенную зависимость  $S_{2\omega} \sim ((T - T_{tr})/T_{tr})^{1.7}$ . Дальнейшее повышение температуры приводит к постепенному появлению линейного МАР и сигнала свертки. На рис. 2 приведена зависимость максимума амплитуды сигнала свертки от температуры; видно, что в области температур  $\approx 230$  К сигнал значительно (в 50 раз) возрастает по сравнению с комнатными температурами.

На рис. 3 показано изменение амплитуды первого прошедшего импульса МУ-волны с температурой в от-

сутствие внешнего магнитного поля. Виден очень слабый, сильно размытый максимум поглощения в области 291 К. Таким образом, исчезновение сигнала свертки в этой области температур не может быть объяснено увеличением коэффициента поглощения упругой моды. Отметим, что в [6] в отсутствие внешнего поля наблюдалось значительное увеличение коэффициента поглощения звука, а также скачок скорости продольных волн в области температур 220–280 К, на основании чего был

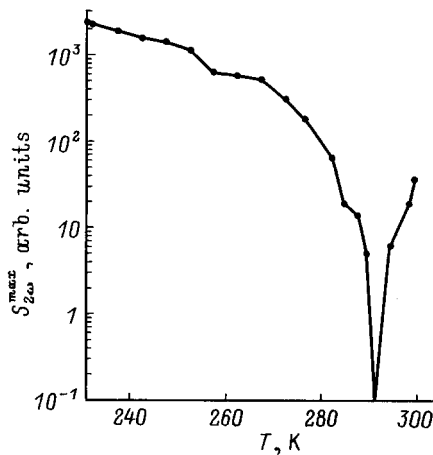


Рис. 2. Зависимость амплитуды максимума свертки от температуры.

сделан вывод о существовании в этой области спин-переориентационного фазового перехода (СПФП). Действительно известно, что первая константа анизотропии  $K_1$  кристаллов марганец-цинковой шпинели определенного состава в области температур  $T \geq T_{\text{tr}}$  положительна, что приводит к направлению легкого намагничивания [100]. При понижении температуры  $K_1$  становится отрицательной, а легким — направление [111]. В настоящей работе исследовался кристалл несколько отличного от [6] состава, в котором СПФП, как видно, выражен по амплитуде первой гармоники (затуханию) не столь четко.

Обращает на себя внимание смещение с изменением температуры внешнего поля  $H_0$ , при котором наступает магнитоакустический резонанс. Из рис. 1 для  $S_{2\omega}(T)$  видно, что даже для марганец-цинковой шпинели, где, по нашим оценкам, ширина линии МАР составляла 2–3 Ое, это смещение может быть определено достаточно точно. На рис. 4 показана зависимость резонансного поля от температуры. Эта зависимость линейна с коэффициентом, равным  $-1.1$  Ое/К. Данное явление может быть объяснено увеличением магнитного момента  $M_s$  для ферритов марганец-цинковой шпинели с понижением

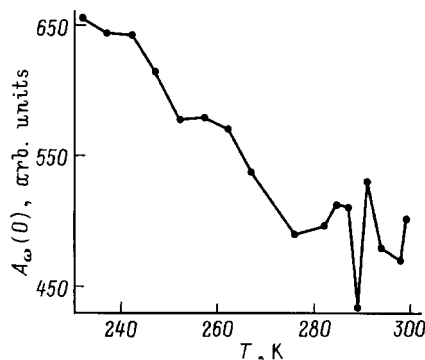


Рис. 3. Зависимость амплитуды первого прошедшего импульса от температуры в отсутствие внешнего поля.

температуры (см., например, [8]): при этом увеличивается размагничивающее поле  $H_{\text{dem}}$ , пропорциональное  $M_s$ , и требуются соответственно большие внешние поля для достижения резонансных условий. Это также качественно объясняет слабое влияние внешнего поля на температуру перехода (ср. рис. 2 и 3): в области перехода поле анизотропии мало, и определяющую роль играет достаточно большое поле размагничивания.

Отметим различие в наблюдении перехода по затуханию звука и по свертке. В первом случае индикация перехода ведется в основном по упругой моде во всем объеме кристалла, а во втором — в основном по спиновой моде, причем эффект локализован в объеме  $V_s \sim 0.08 \text{ cm}^3$ , что составляет около 0.1 всего объема кристалла для наших условий эксперимента. Если учесть возможную неоднородность температуры и сосуществование двух фаз в точке СПФП, пространственная локализация, очевидно, должна улучшить температурное, так и полевое разрешение магнитоакустических спектров.

Исчезновение сигнала свертки в окрестности СПФП можно объяснить отсутствием резонансного взаимодействия спиновой и упругой подсистем магнетика. Известно [9], что при СПФП происходит смягчение упругих и спиновых мод колебаний, и при определенных условиях может иметь место не волновое, а релаксационное поведение спиновой подсистемы, в связи с чем отсутствуют условия, необходимые для достижения магнитоакустического резонанса (пространственно-временной синхронизм спиновой и упругой волн). При изменении температуры в сторону повышения или понижения спиновые волны могут снова появляться, и соответственно при определенных значениях внешнего поля наступает МАР, проявляющийся, как это видно из рис. 1, в виде минимума прошедшего сигнала основной частоты и в виде максимума электромагнитного сигнала свертки.

Таким образом, в работе показано, что, несмотря на ничтожно малое увеличение коэффициента поглощения звука, СПФП может наблюдаться по исчезновению сигнала свертки. Последнее обусловлено смягчением спиновой моды в СПФП, приводящим к релаксационной динамике спин-системы. Смещение резонансного поля в исследованной области температур линейно зависит

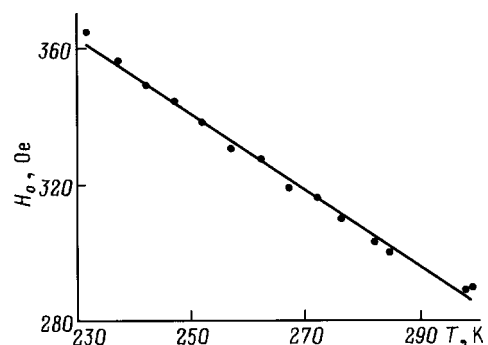


Рис. 4. Температурная зависимость внешнего поля, соответствующего максимуму свертки.

от температуры и вызвано в основном изменением размагничивающих полей из-за температурной зависимости намагничения насыщения.

Авторы выражают признательность В.Г. Шаврову за проявленный интерес к работе.

Работа частично выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 96-02-18270).

## Список литературы

- [1] Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев. ФТТ **25**, 8, 2343 (1983).
- [2] Л.К. Зарембо, В.А. Красильников. Введение в нелинейную акустику. М. (1966).
- [3] В.В. Леманов, А.В. Павленко, А.Н. Гришмановский. ЖЭТФ **59**, 712 (1970).
- [4] Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев. ЖЭТФ **93**, 4(10), 1499 (1987).
- [5] Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев, А.И. Яфасов. Письма в ЖТФ **19**, 19, 61 (1993).
- [6] В.А. Шутилов, Л.Н. Котов, Х. Мирзоахмедов, В.М. Сарнацкий. ФТТ **28**, 6, 1783 (1986).
- [7] Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев, В.Н. Польченко, А.И. Яфасов. Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. **35**, 3, 56 (1994).
- [8] Я. Смит, Х. Вейн. Ферриты. Иностран. лит. М. (1962).
- [9] В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров. Письма в ЖЭТФ. **60**, 7, 534 (1994).