

где $n(E, \mu_0, T)$ — полная плотность распределения фермионов,

$$n(E, \mu_0, T) = n_f - n_{\bar{f}} = \frac{1}{e^{\beta(E - \mu_0) + 1}} - \frac{1}{e^{\beta(E + \mu_0) + 1}}, \quad E = |\mathbf{k}|. \quad (14)$$

Таким образом, среднее поле кручения имеет единственную отличную от нуля компоненту $\langle \vec{Q}_0(T) \rangle$. Особого внимания заслуживает тот факт, что разность плотностей фермионов и антифермионов нетривиальным образом связана с полем кручения, которое в выражении (14) играет роль химического потенциала и по своей статистической природе аналогично ему, когда речь идет об обмене фермионами и антифермионами между отдельными подсистемами.

Заметим также, что в нашем подходе отсутствуют пространственные компоненты кручения. Это является следствием самосогласованного подхода и приводит к пространственной однородности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ivanenko D., Sardanashvily G. Phys. Rev. C, 1983, 94, p. 3. [2] Румер Ю. Б., Фет А. И. Теория групп и квантовые поля. М.: Наука, 1977. [3] Weysenhoff J., Raabe M. Acta Phys. Pol., 1947, 9, p. 7. [4] Hehl F. W. et al. Rev. Mod. Phys., 1975, 48, N 3, p. 393. [5] Гвоздев А. А., Пронин П. И. В кн.: Фундаментальные взаимодействия. Физика. М.: Изд. МГПИ им. В. И. Ленина, 1984, с. 160. [6] Боголюбов Н. Н. УФН, 1959, 67, с. 549. [7] Schnitzer H. J. Phys. Rev. D, 1974, 10, p. 1356. [8] Bender C., Cooper F., Guralnik G. S. Ann. Phys., 1977, 109, p. 165. [9] Namby Y., Jona-Lasinio G. Phys. Rev. D, 1961, 122, p. 345. [10] Dolan L., Jackiv R. Phys. Rev. D, 1974, 9, p. 3320.

Поступила в редакцию
09.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, т. 26, № 1

УДК 621.318.136

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ГРАНАТАХ С МЕЛКИМ ЗЕРНОМ

Е. В. Лебедева, М. К. Родионова, Н. С. Седлецкая, М. А. Харинская

(кафедра радиофизики СВЧ)

Широкое использование поликристаллических магнитных материалов в СВЧ диапазоне и необходимость разработки поликристаллов для устройств высокого уровня мощности определили интерес, который проявляется к механизму влияния размера зерна l на порог параметрического возбуждения спиновых волн $h_{\text{пор}}$.

В настоящее время можно выделить следующие модели, описывающие влияние границ зерен на $h_{\text{пор}}$.

1. Порог возбуждения спиновых волн определяется временем пробега волны по зерну; зерна предполагаются невзаимодействующими; собственные потери в зерне не учитываются [1],

$$h_{\text{про}} = \frac{\omega \Delta H_k}{4\pi M \gamma}, \quad \Delta H_k = \frac{1}{\gamma T}, \quad T = \frac{l}{v_{\text{гр}}}, \quad (1)$$

где ω — частота накачки, ΔH_k — параметр затухания спиновых волн, $4\pi M$ — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение, T — время релаксации спиновых волн, $v_{\text{гр}}$ — групповая скорость.

2. Порог возбуждения спиновых волн определяется временем пробега волны между порами [2]; предполагается, что спиновые волны

проходят через границы зерен,

$$h_{\text{пор}} = \frac{\omega \Delta H_k}{4\pi M \gamma}, \quad \Delta H_k = \frac{1}{\gamma T}, \quad T = \frac{4R}{3\rho v_{\text{гр}}}, \quad (2)$$

где ρ — пористость, R — радиус пор.

3. Процессы, происходящие в ферритовой среде конечных размеров при воздействии параллельной накачки, аналогичны процессам, наблюдаемым в параметрических генераторах обратной волны [3]; порог возбуждения такого генератора в случае однородной накачки описывается формулой

$$h_{\text{пор}} = C \sqrt{(A/l)^2 + \alpha^2}, \quad (3)$$

где C определяется параметрами связи возбуждаемых волн с волной накачки, A — коэффициент, зависящий от согласования на границах линии, l — длина линии взаимодействия (эквивалентна размеру зерна), α — потери при распространении волны в линии (эквивалентны собственным потерям материала). Аналогичное выражение для порога возбуждения спиновых волн было получено в работе [4] при квантовомеханическом расчете параметрического возбуждения спиновых волн в ограниченной ферритовой среде с согласованными границами. Эта модель может быть применима к поликристаллам при условии, что взаимодействие между спиновыми волнами соседних зерен отсутствует.

4. Модель сильно связанных зерен. Релаксация магновов за счет рассеяния на пространственных флуктуациях поля анизотропии имеет вид диффузии в импульсном пространстве [5].

Подавляющее большинство экспериментальных результатов, полученных в последние годы, независимо от качества и параметров материала, оценивалось с точки зрения моделей 1 и 2. В данной работе была поставлена задача выяснить экспериментально, как влияют на зависимость порогового поля от l величины собственных потерь спиновых волн $\Delta H_{k_{\text{соб}}}$ и степень связи между зернами, а также провести сравнение результатов эксперимента с имеющимися теориями.

Измерения проводились на образцах иттрий-алюминиевых гранатов. Выбор материала определялся тем, что иттрий-алюминиевые гранаты имеют малые собственные потери. Технология их получения хорошо разработана и обеспечивает получение образцов с высокой плотностью. Изменение содержания ионов алюминия позволяет в широких пределах менять намагниченность. Введение быстрорелаксирующих ионов дает возможность менять уровень магнитных потерь. Введение ионов индия уменьшает анизотропию материала и таким образом увеличивает связь между зернами.

Образцы готовились методом горячего прессования. Размеры зерен варьировались с помощью температуры и временем выдержки до подачи давления и при давлении. Минимальные размеры зерен были порядка 1 мкм, пористость образцов не превышала 1%. Основные параметры образцов приведены в таблице.

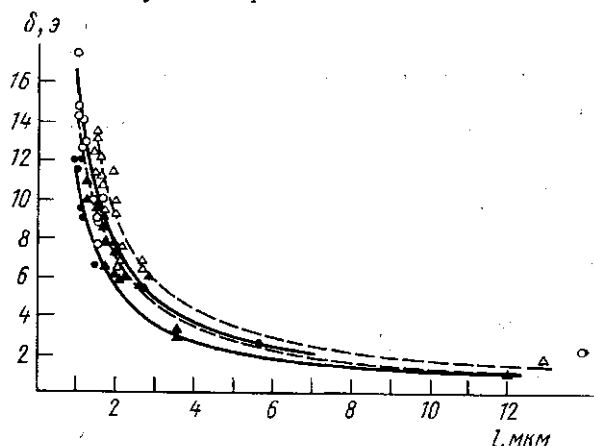
Измерения пороговых полей проводились методом параллельной накачки на частотах 3 и 9,4 ГГц в минимуме зависимости $h_{\text{пор}} = f(H)$. Использовались образцы сферической формы. По значениям $h_{\text{пор}}$ в минимуме рассчитывалась величина $\delta = h_{\text{пор}} \cdot 4\pi M \gamma / \omega$.

Экспериментальные результаты. На рис. 1 представлены результаты измерений $\delta = f(l)$ для образцов иттрий-алюминиевых гранатов с намагниченностью $4\pi M = 1200$ Гс и 750 Гс. Ионы алюминия слабо влияют на собственные потери материала, так что значения $\Delta H_{k_{\text{соб}}}$

Состав	4л М, Гс	Размер зерна, мкм	$\Delta H_{\min}, \text{Э}$	
			3 ГГц	9,4 ГГц
1. $\text{Y}_{3-y}\text{Sm}_y\text{Al}_{0,35}\text{Fe}_{4,65}\text{O}_{12}$ $y=0$ $y=0,02$ $y=0,04$	1200	1—20	55 55 55	23 40 55
2. $\text{Y}_{3-y}\text{Sm}_y\text{Al}_{0,4}\text{In}_{0,3}\text{Fe}_{4,3}\text{O}_{12}$ $y=0$ $y=0,04$	1200	1—10	15 23	18 26
3. $\text{Y}_3\text{Al}_{0,7}\text{Fe}_{4,3}\text{O}_{12}$	750	1—20	50	
4. $\text{Y}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Al}_{0,5}\text{In}_{0,4}\text{Fe}_{4,1}\text{O}_{12}$	600	1—10	30	

для образцов с крупным зерном этих составов близки друг другу. Как и следовало ожидать, при уменьшении размера зерна наблюдались возрастание $h_{\text{пор}}$ и δ и сдвиг минимума порогового поля в область меньших постоянных магнитных полей. Для обоих составов зависимость δ от l на частоте 3 ГГц оказалась более сильной, чем на 9,4 ГГц.

Рис. 1. Зависимость $\delta=f(l)$ для образцов состава $\text{Y}_3\text{Al}_{0,35}\text{Fe}_{4,65}\text{O}_{12}$, $4\pi M=1200$ Гс (пунктирные кривые), $\triangle$ — 3 ГГц, $\blacktriangle$ — 9,4 ГГц, и состава $\text{Y}_3\text{Al}_{0,7}\text{Fe}_{4,3}\text{O}_{12}$, $4\pi M=750$ Гс (сплошные кривые), $\circ$ — 3 ГГц, $\bullet$ — 9,4 ГГц. Кривые соответствуют функции B/l



Оценки показывают, что для обеих частот накачки в минимуме порогового поля возбуждаются волны с одинаковыми волновыми числами k и близкими значениями групповых скоростей ($v_{\text{ГР}10\text{ГГц}}/v_{\text{ГР}3\text{ГГц}} = 0,7$). Такое различие в групповых скоростях качественно соответствует наблюдаемой частотной зависимости $\delta=f(l)$.

Анализ кривых рис. 1 показывает, что для материалов с малыми внутренними потерями зависимость $\delta=f(l)$ хорошо описывается выражением B/l в обоих частотных диапазонах (B — константа, зависящая от материала и частотного диапазона).

Влияние собственных магнитных потерь на порог возбуждения спиновых волн. Для изучения влияния собственных потерь на зависимость $\delta=f(l)$ в иттрий-алюминиевые гранаты вводились ионы самария. Полученные зависимости $\delta=f(l)$ для образцов с различным содержанием ионов самария для частот 3 и 9,4 ГГц представлены на рис. 2. Отличительной особенностью этих графиков является не только общее увеличение порога возбуждения спиновых волн при введении ионов самария, но и изменение формы кривых $\delta=f(l)$. Известно, что влияние быстройрелаксирующих ионов на потери спиновых волн растет с частотой. Соответственно этому изменения за счет введения ионов самария более заметны на частоте 9,4 ГГц. На этой частоте при содержании

самария 0,04 на формульную единицу зависимость $h_{\text{пор}}$ и δ от размера зерна становится заметной только при $l \leq 2-3$ мкм.

Такое изменение формы кривых $\delta = f(l)$ показывает, что собственные потери и уменьшение размера зерна дают неаддитивный вклад

в порог параметрического возбуждения спиновых волн. В связи с этим была проведена обработка экспериментальных результатов в соответствии с формулами, полученными на основе модели 3. Использовались следующие предположения:

а) редкоземельные ионы дают аддитивный вклад в собственные потери материала;

б) рассеяние спиновых волн на границах зерен не зависит от величины собственных потерь.

Вклад редкоземельных ионов в собственные потери материала рассчитывался по формуле (для $l = 20$ мкм)

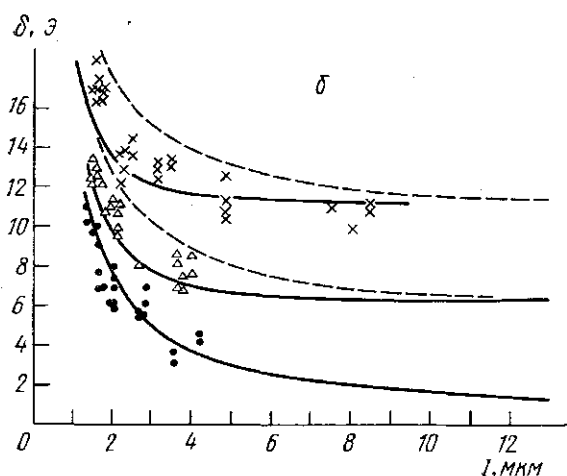
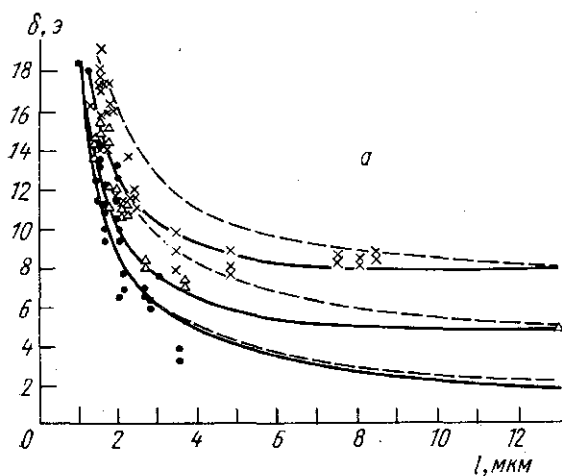


Рис. 2. Зависимость $\delta = f(l)$ для образцов состава

$\text{Sm}_y\text{Y}_{3-y}\text{Al}_{0,35}\text{Fe}_{4,65}\text{O}_{12}$, $4\pi M = 1200$ Гс, $\bullet$ — $y = 0$, $\triangle$ — $y = 0,02$, $\times$ — $y = 0,04$. Сплошные кривые рассчитаны по формуле (4), пунктирные — в предположении аддитивного вклада всех механизмов потерь в δ . Частота 3 ГГц (а) и 9,4 ГГц (б)

$$\delta = \sqrt{(\Delta H_{k_{\text{соб}}} + \Delta H_{k_{p,3}})^2 + (B/l)^2}, \quad (4)$$

где B/l бралось из расчетных графиков рис. 1. Величина $\Delta H_{k_{\text{соб}}}$ была получена путем экстраполяции зависимости $\delta = f(l)$ к $l \rightarrow \infty$ с использованием значений $\Delta H_{k_{\text{соб}}}$ для монокристаллов соответствующих составов.

Полученное из формулы (4) значение $\Delta H_{k_{p,3}}$ использовалось для расчета δ при разных l . Результаты расчета приведены на рис. 2 (сплошные линии). На этих же рисунках пунктиром нанесены кривые, рассчитанные в предположении аддитивности вкладов всех механизмов потерь спиновых волн. Видно, что экспериментальные точки удовлет-

ворительно ложатся на расчетные кривые, полученные по формуле (4). Некоторое расхождение наблюдается для максимальных присадок ионов самария.

Влияние анизотропии на зависимость δ от размера зерна. Изменение анизотропии гранатов достигалось введением ионов индия. При

концентрации индия $\sim 0,3$ на формульную единицу по данным для монокристаллов иттрий-алюминиевых гранатов поле анизотропии должно уменьшаться приблизительно в 3 раза. Подтверждением уменьшения поля анизотропии при введении в поликристалл ионов

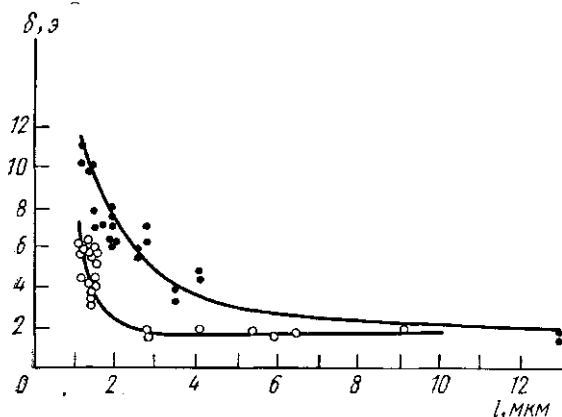


Рис. 3. Зависимость $\delta=f(l)$ для образцов состава

$Y_3Al_{0,35}Fe_{4,65}O_{12}$ (●)
и $Y_3Al_{0,4}In_{0,3}Fe_{4,3}O_{12}$ (○);
 $4\pi M=1200$ Гс, частота 9,4 ГГц

индия является снижение величины ΔH с 55 до 15 Э на частоте 3 ГГц (см. таблицу). Полученные экспериментальные зависимости $\delta=f(l)$ приведены на рис. 3. Уменьшение поля анизотропии приводит к тому, что зависимость δ от размера зерна становится заметной только при $l \leq 2$ мкм.

Влияние поля анизотропии на характер изменения $\delta=f(l)$ зависит от частоты. Это влияние более заметно на высоких частотах. На рис. 4 приведены экспериментальные результаты, полученные на образцах иттрий-алюминий-индиевых

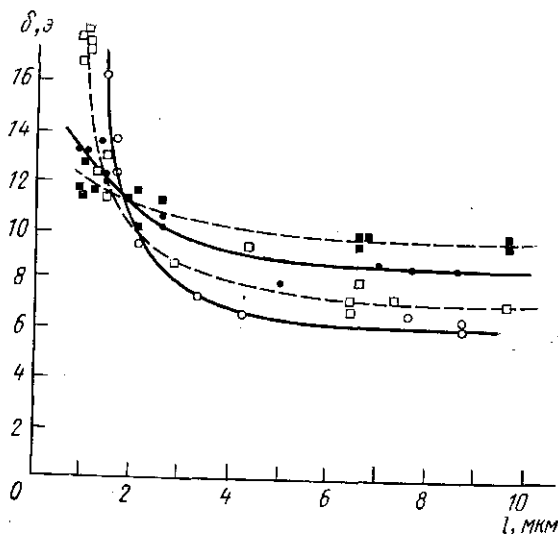


Рис. 4. Зависимость $\delta=f(l)$ для образцов состава

$Y_{1,96}Sm_{0,04}Al_{0,4}In_{0,3}Fe_{4,5}O_{12}$,
 $4\pi M=1200$ Гс (сплошные кривые),
○ — 3 ГГц, ● — 9,4 ГГц, и
состава

$Y_{1,5}Gd_{1,5}Al_{0,5}In_{0,4}Fe_{4,1}O_{12}$,
 $4\pi M=600$ Гс (пунктирные кривые),
□ — 3 ГГц, ■ — 9,4 ГГц

гранатов с присадками редкоземельных ионов самария и гадолиния. Различие в частотных зависимостях механизмов влияния редкоземельных ионов, размера зерна и поля анизотропии на $h_{пор}$ приводит к тому, что зависимости $\delta=f(l)$ на частотах 3 и 9,4 ГГц сильно отличаются друг от друга. Полученные результаты позволяют сделать следующий практический вывод: использование материалов с мелким зерном для повышения порога неустойчивости спиновых волн особенно целесообразно в низкочастотной части СВЧ диапазона, где эффективность подьема ΔH_k за счет редкоземельных ионов снижается.

Обсуждение результатов. Проведенные исследования показывают, что зависимости, полученные на иттрий-алюминиевых гранатах, качественно совпадают с аналогичными зависимостями для никель-цинковых ферритов [6], хотя материалы сильно различаются по структуре, статическим и динамическим параметрам. В обоих случаях порог параметрического возбуждения спиновых волн удовлетворительно описывается формулой (3).

При обработке данных предполагалось, что спиновые волны соседних зерен не взаимодействуют друг с другом. В пользу такого предположения говорят следующие известные результаты.

1. Величина ΔH_k поликристаллов, как правило, много меньше величины ΔH .

2. В поликристаллах, содержащих две группы зерен, резко различающихся по размерам, наблюдается два порога, соответствующих раздельному возбуждению спиновых волн в крупных и мелких зернах [8].

Заметим, что для однородной прецессии и магнитостатических колебаний в образцах исследованных составов выполняется условие спин-волнового приближения [7]: $(2K/M)(4\pi M)^{-1} < 0,1$, где $2K/M$ — поле анизотропии.

Можно провести некоторую аналогию между магнитными колебаниями и волнами в поликристаллах при $2K/M \ll 4\pi M$ и в монокристаллах с регулярной доменной структурой [9, 10]. В обоих случаях для длинноволновой части спектра магнитостатических колебаний и волн существенным является дипольное взаимодействие между магнитными моментами соседних зерен или доменов, в то время как короткие спиновые волны можно рассматривать независимо в каждом зерне или домене.

С уменьшением поля анизотропии как в гранатах, так и в никель-цинковых ферритах наблюдалось снижение влияния размера зерен на величину порогового поля. Причиной этого может быть появление связи между спиновыми волнами соседних зерен.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Vrehen Q. F., Beljers H. G., De Lau J. G. H. IEEE Trans. Mag., 1969, 5, p. 617. [2] Scotter D. G. Appl. Phys., 1972, 5, p. 93. [3] Воляк К. И., Горшков А. С. Радиотехн. и электроника, 1973, 18, с. 2075. [4] Черепанов В. Б. Канд. дис. Новосибирск, 1979. [5] Olkhov O. Phys. Lett., 1983, 96A, N 5, p. 245. [6] Ефремов В. Г., Лебедева Е. В., Харинская М. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1982, 23, № 6, с. 57. [7] Schlömann E. Phys. Rev., 1969, 182, p. 632. [8] Borghese C., Roveda R. Appl. Phys. Lett., 1971, 19, p. 156. [9] Лебедева Е. В., Седлецкая Н. С. ФТТ, 1980, 22, с. 1719. [10] Киров С. А., Пильщиков А. И., Сырьев Н. Е. ФТТ, 1974, 16, с. 3051.

Поступила в редакцию
09.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, т. 26, № 1

УДК 543.42

ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОГО ПЕРЕНОСА С ЛОВУШЕК НА КВАНТОВЫЙ ВЫХОД ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

П. В. Елютин, М. Л. Исакова

(кафедра квантовой радиофизики)

Явление безызлучательного переноса энергий в растворах представляет как принципиальный, так и практический интерес (в связи, например, с задачей описания процессов в фотосинтетических системах).