

ШУМОВАЯ НАКАЧКА ЯДЕРНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

*А. В. Андриенко**

*Институт молекулярной физики Российского научного центра «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 июля 2004 г.

Процесс параметрического возбуждения и запороговое поведение неравновесной системы ядерных магнетонов исследованы как при шумовой СВЧ-накачке, так и при монохроматической накачке в условиях шумовой модуляции магнетонного спектра. Установлено существование двух критических амплитуд накачки: первая соответствует началу нелинейного поглощения СВЧ-поля, а при превышении второй в системе возбужденных пар магнетонов возникают сильные фазовые корреляции — неравновесный бозе-конденсат. Образование неравновесного бозе-конденсата регистрировалось двумя методами: по возникновению интенсивного электромагнитного излучения из образца и по появлению когерентного отклика параметрических магнетонов на гармоническую модуляцию их спектра (модуляционный отклик). Существующие теории дают удовлетворительное описание функциональных зависимостей порогов накачки от параметров эксперимента, за исключением области минимальных температур. Наблюдаемое несовпадение теории и эксперимента удается объяснить на основе предположения о неаддитивном вкладе квазиупругих двухмагнетонных процессов релаксации в пороговые амплитуды шумовой накачки.

PACS: 75.30.Ds, 75.40.Gb

1. ВВЕДЕНИЕ

В слабоанизотропных антиферромагнетиках в результате сверхтонкого взаимодействия между спинами ядер магнитных ионов и их электронных оболочек возникает новая ветвь связанных колебаний электронных и ядерных спинов — ядерные спиновые волны (ЯСВ). Частоты этих колебаний лежат в области частот ЯМР (для ядер ^{55}Mn $\omega_n/2\pi \leq 700$ МГц), волновые векторы $\mathbf{k} \leq 10^6$ см $^{-1}$. Наиболее примечательная черта ЯСВ состоит в том, что они существуют в парамагнитной системе ядерных спинов I , имеющей при гелиевых температурах высокий уровень тепловых флуктуаций и слабую поляризацию ($\langle I \rangle / I \sim 1\%$). Концепция ЯСВ была предложена в работе [1], где вычислены их спектры в ферро- и антиферромагнетиках и показано, что наиболее удобными объектами для изучения ЯСВ являются кубические антиферромагнетики и антиферромагнетики с анизотропией типа легкая плоскость (АФЛП), для которых характер-

но наличие низкочастотной ветви спиновых волн и обменное усиление сверхтонкого взаимодействия [2]. Спектр ЯСВ в исследуемом нами АФЛП CsMnF_3 имеет вид

$$\omega_k = \omega_n [1 - (H_\Delta^2 / (H^2 + H_\Delta^2 + \alpha^2 k^2))]^{1/2}, \quad (1)$$

где H_Δ^2 [кЭ 2] = $6.4/T$ — параметр сверхтонкого взаимодействия, T — температура, H — статическое магнитное поле, $\alpha = 0.95 \cdot 10^{-5}$ кЭ · см — константа неоднородного обменного взаимодействия, $\omega_n/2\pi = 666$ МГц.

Спиновые и магнитоупругие волны в магнетиках служат исключительно удобным объектом для исследования физики нелинейных волновых процессов. В настоящее время достаточно хорошо изучен параметрический резонанс этих волн в переменном магнитном поле $\mathbf{h} \cos \omega_p t$, параллельном постоянно-му полю \mathbf{H} . При превышении напряженности магнитного СВЧ-поля порогового значения h_c в образце развивается параметрическая неустойчивость относительно распада кванта накачки на пару магнетонов (или квазифононов) половинной частоты с равными, но противоположно направленными вол-

*E-mail: andrienko@imp.kiae.ru

новыми векторами ($\omega_p = \omega_{\mathbf{k}} + \omega_{-\mathbf{k}}$). Критическая амплитуда СВЧ-поля h_c , которую обычно называют порогом накачки, или порогом параметрического возбуждения, определяется выражением $h_c = \gamma/V$, где γ — скорость релаксации возбуждаемых волн, а $V = (\partial\omega_{\mathbf{k}}/\partial H)/2$ — коэффициент связи параметрических волн с полем накачки, который определяется величиной эффективного магнитного момента возбуждаемой волны. Для ЯСВ он имеет вид

$$V = \frac{H}{2H_{\Delta}^2} \frac{(\omega_n^2 - \omega_k^2)^2}{\omega_n^2 \omega_k}, \quad (2)$$

т. е. зависит от частоты магненов, магнитного поля и температуры.

Сразу за порогом возбуждения (т. е. при $h > h_c$) в волновой системе возникает динамический порядок, характеризуемый всего двумя параметрами: числом параметрических пар магненов (или квазифононов) и их фазой по отношению к полю накачки (см. [3, 4]). Этот неравновесный бозе-конденсат (НБК) макроскопического числа возбужденных пар квазичастиц, очевидно, представляет собой вынужденное колебание среды на частоте внешнего поля.

Ситуация существенно усложняется, если внешнее переменное поле подается в интервале частот ($\omega_p - \Delta\omega/2, \omega_p + \Delta\omega/2$), и при этом частотная ширина накачки превышает значение γ возбуждаемых волн. Сама возможность параметрического возбуждения осциллятора шумовым полем представляется отнюдь не очевидной [5]. Тем более совсем не очевидна возможность неравновесного фазового перехода с образованием НБК в волновой системе, возбужденной шумовой накачкой, поскольку шумовое поле не имеет выделенной фазы и само по себе не способно установить когерентное состояние в возбуждаемой системе.

Параметрический резонанс спиновых волн при шумовой накачке рассматривался Михайловым и Упоровым [5] и Черепановым [6]. Полученные ими формулы для средней пороговой мощности P_n шумового поля, при которой возникает (в среднем по времени) нелинейное поглощение в системе, совпадали при $\Delta\omega \gg \gamma$ с точностью до двух. Для шумовой накачки гауссовой формы при произвольных значениях $\Delta\omega \ll \omega_p$ выражение для пороговой мощности имеет вид [7]

$$(P_n/P_c) - 1 = \Delta\omega/\gamma, \quad (3)$$

где $P_c \propto h_c^2$ — пороговая мощность для монохроматической накачки, а критическая мощность P_n — это интегральная мощность шумовой СВЧ-накачки (а не ее спектральная плотность).

Однако в указанных работах принципиально различались точки зрения авторов на поведение системы неравновесных магненов за порогом возбуждения. В статье [5] утверждалось, что основным механизмом ограничения СВЧ-поглощения служит нелинейная диссипация, фазовые же корреляции волн неэффективны. В работе [6], напротив, говорилось о том, что должны возникать сильные корреляции фаз в парах возбужденных волн (фазовый механизм ограничения), как и при монохроматической накачке.

Впервые такие фазовые корреляции экспериментально наблюдали Андриенко и Сафонов [7] при шумовой накачке магнитоупругих волн в антиферромагнитном FeVO_3 , причем наблюдались два порога неустойчивости. Первый порог (P_{n1}) соответствовал началу нелинейного поглощения СВЧ, а второй (P_{n2}) — возникновению НБК. (Отметим, что в теории [5, 6] возможность существования двух порогов не рассматривалась.) Однако особенности эксперимента [7], а именно, наличие сильной анизотропии возбуждения (квазифононы возбуждаются вдоль оси C_3 кристалла) и вероятное влияние границ образца на формирование НБК (толщина плоскопараллельной пластины была много меньше длины свободного пробега магнитоупругой волны) не позволяли ответить на вопрос о возможности образования НБК в бесконечном образце. И, наконец, в работе [8] НБК впервые наблюдался при шумовой накачке ядерных магненов в антиферромагнетике CsMnF_3 , когда длина свободного пробега магнона меньше размера образца и влиянием границ можно пренебречь.

Еще одна возможность некогерентного воздействия внешних полей на спин-волновую систему была впервые исследована Зауткиным с соавторами [9]. Теоретически и экспериментально изучалось параметрическое возбуждение электронных магненов монохроматическим СВЧ-полем в желез-иттриевом гранате (ЖИГ) в условиях шумовой модуляции спектра спиновых волн РЧ-полем и утверждалось, что этот случай соответствует монохроматической (шумовой) накачке с флуктуирующей фазой. Были рассчитаны и измерены пороговая амплитуда накачки, соответствующая возникновению нелинейного поглощения, и нелинейная магнитная восприимчивость образца. Приведенная в [9] пороговая формула аналогична уравнению (3) и имеет вид

$$(P_n/P_c) - 1 = (V H_n)^2/\gamma = H_n^2(V/h_c), \quad (4)$$

где H_n — спектральная плотность шумового поля,

а порог «шумовой» накачки P_n в данном случае (в отличие от формулы (3)) — это пороговая мощность монохроматической накачки в условиях шумовой модуляции спектра спиновых волн. Позднее Сафоновым [10] была рассмотрена задача о пороге разрушения фазовых корреляций в волновой системе, возбужденной монохроматическим полем, при включении шумовой модуляции спектра и была получена формула

$$h_n/h_c - 1 = (VH_n)^2/\gamma,$$

которую удобнее переписать в виде

$$(P_n/P_c) - 1 = H_n^2(V/h_c) [2 + H_n^2(V/h_c)]. \quad (5)$$

Фактически, это пока единственный расчет порога P_{n2} , т. е. порога исчезновения (образования) НБК. В пределе малых H_n пороговые мощности P_{n1} и P_{n2} , определяемые соответственно формулами (4) и (5), различаются только множителем 2.

В работе [9] на основе качественного согласия теории и эксперимента был сделан вывод о том, что фазовые корреляции существенны. Однако прямого подтверждения наличия сильных фазовых корреляций в волновой системе в условиях шумовой модуляции спектра магненов получено не было. Отметим, что экспериментальные результаты [9] с точностью до ошибок измерений порога накачки P_n одинаково могут быть описаны формулами (4) и (5). Впервые образование НБК при параметрическом возбуждении волн (квазифононов) в условиях шумовой модуляции их спектра удалось наблюдать Андриенко и Сафонову в [7].

В настоящей работе подробно изучается поведение системы ядерных магненов как при шумовой накачке с $\gamma \leq \Delta\omega \ll \omega_p$, так и при монохроматической СВЧ-накачке в условиях шумовой модуляции спектра ядерных спиновых волн. При этом длина свободного пробега возбуждаемых магненов много меньше размера кристалла, что исключает определяющее влияние границ на формирование стационарного состояния параметрических пар. Кроме того, в условиях когерентной и шумовой накачек исследуется эффект излучения электромагнитных волн параметрическими парами ЯСВ, впервые обнаруженный в настоящей работе.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Ядерные магненоны в легкоплоскостном антиферромагнетике CsMnF_3 (температура Нееля 53.5 К) возбуждались СВЧ-полем с частотой

$\omega_p/2\pi = 1080\text{--}1180$ МГц. Шумовое поле создавалось двумя способами.

1) Шумовая модуляция. СВЧ-генератор работал в обычном режиме (монохроматическая накачка), а сигнал с генератора белого шума в полосе частот 0.015–600 кГц усиливался широкополосным усилителем и подавался на катушку модуляции, намотанную соосно со спиральным СВЧ-резонатором. Неравномерность спектральной плотности шума не превышала 3 дБ. Точность измерения средней спектральной плотности шумового поля H_n составляла 15 %, точность относительного измерения 5 %. Такой шум с хорошей точностью можно считать белым, поскольку его полоса намного превышает частоту релаксации магненов $\gamma/2\pi \leq 20$ кГц.

2) Шумовая накачка. Шумовой сигнал РЧ-генератора белого шума использовался для модуляции частоты СВЧ-генератора. Спектр полученного таким образом сигнала СВЧ-накачки изучался анализатором спектра. Спектр имел вид близкий к гауссову с частотной шириной $\Delta\omega \ll \omega_p$. Ширина спектра накачки измерялась на полувывсоте с точностью 10 %, причем всегда выполнялись условия $\gamma < \Delta\omega < \Delta\omega_R$, где $\Delta\omega_R$ — ширина резонансной кривой СВЧ-резонатора с образцом.

Монокристалл CsMnF_3 размером примерно $3 \times 3 \times 5$ мм³ помещался в спиральный СВЧ-резонатор с добротностью $Q \sim 500$, заполненный жидким гелием. Эксперимент проводился при температурах $T = 1.9\text{--}4.2$ К в полях $H = 500\text{--}2000$ Э в условиях параллельной СВЧ-накачки ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$). Скорость релаксации возбуждаемых магненов рассчитывалась по порогу монохроматической накачки h_c с точностью 25 % и составляла (в зависимости от T и H) величину $\gamma/2\pi = (6\text{--}20)$ кГц. Точность относительного измерения h_c и γ составляла 5 %. Длина свободного пробега магнена $L \leq 1$ мм, т. е. в несколько раз меньше характерного размера образца.

СВЧ-накачка осуществлялась как в режиме непрерывной генерации, так и в импульсном режиме с частотой повторения 10–100 Гц и длительностью импульсов 300–2000 мкс. В импульсном режиме пороговая мощность накачки определялась по возникновению нелинейного искажения (скола) на протектированном СВЧ-импульсе, прошедшем резонатор. В непрерывном режиме генерации — по появлению модуляционного отклика в спектре СВЧ-сигнала, прошедшего резонатор с образцом (пояснение этой методики см. ниже). Относительная точность измерения пороговой мощности составляла 10 %.

Для регистрации неравновесного бозе-конденсата использовались два метода, основанные на наблюдении коллективных эффектов, связанных с возникновением этого состояния.

Первый метод — это наблюдение модуляционного отклика α_m . Метод был разработан и широко использовался для изучения свойств неравновесного бозе-конденсата магненов, возникающего при монохроматической накачке [4]. Потом этот метод был успешно применен для обнаружения НБК-квазифононов, возбужденных шумовой накачкой [7]. К образцу прикладывается слабое магнитное РЧ-поле $H_m \cos(\omega_m t)$, модулирующее спектр спиновых волн. При этом возникают колебания амплитуды и фазы НБК около их равновесных значений (так называемые коллективные колебания), которые приводят к модуляции поглощаемой образцом СВЧ-мощности с амплитудой ΔP и частотой ω_m . Появление этой амплитудной модуляции ($\Delta P = \alpha_m H_m$) указывает на существование в исследуемом образце НБК.

Для регистрации α_m СВЧ-сигнал, прошедший резонатор, детектировался и подавался на анализатор спектра или на селективный микровольтметр, настроенный на частоту ω_m , а с него на ось Y двухкоординатного самописца.

Второй метод — это наблюдение электромагнитного излучения из системы возбужденных ядерных магненов. Этот эффект ранее наблюдался в системе магнитоупругих волн [10] и состоит в том, что неравновесный бозе-конденсат, созданный монохроматической СВЧ-накачкой, после ее выключения создает характерное электромагнитное излучение из образца. Его частота близка к частоте накачки, а интенсивность немонотонна во времени и сравнима по величине с поглощаемой образцом мощностью СВЧ. В данной работе нам удалось наблюдать такое же излучение и от системы ядерных спиновых волн.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Пороги параллельной накачки при шумовой модуляции спектра магненов

Наблюдались два порога накачки $P_{n1} < P_{n2}$. Первый соответствует началу нелинейного поглощения СВЧ-мощности, а второй — возникновению неравновесного бозе-конденсата. Поскольку различие порогов P_{n1} и P_{n2} обычно не превышало экспериментальную ошибку, мы следили в этих измерениях только за порогом P_{n1} , измерение которого проще, и в этом разделе будем обозначать его просто P_n .

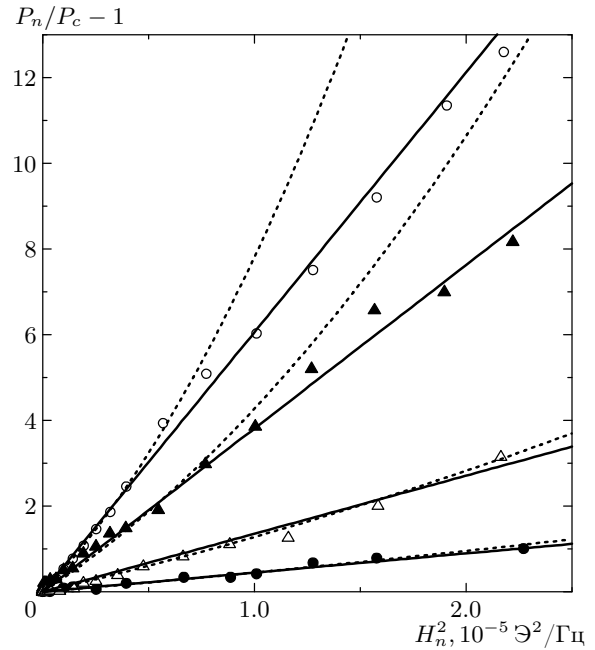


Рис. 1. Относительное увеличение пороговой мощности когерентной накачки в зависимости от спектральной плотности шумового поля: \circ — $H = 1830$ Э, $T = 2.05$ К, $\omega_p/2\pi = 1088.8$ МГц; \blacktriangle — $H = 1134$ Э и \triangle — $H = 689$ Э, $T = 4.2$ К, $\omega_p/2\pi = 1093.3$ МГц; \bullet — $H = 1775$ Э, $T = 2.0$ К, $\omega_p/2\pi = 1165.8$ МГц. Сплошные кривые соответствуют теоретическому расчету по формуле (4), пунктирные кривые — расчет по формуле (5). Подгоночные множители составляют соответственно 5.9 и 2.5 для частоты $\omega_p/2\pi \sim 1090$ МГц, 3.4 и 1.6 для частоты $\omega_p/2\pi \sim 1166$ МГц

На рис. 1 приведены зависимости пороговой мощности монохроматической параллельной накачки от спектральной плотности шумового поля при различных температурах, частотах накачки и значениях магнитного поля. Хорошо видно, что величина $(P_n/P_c - 1)$ пропорциональна квадрату спектральной плотности шума, зависит от H и T и быстро убывает при приближении частоты возбуждаемых магненов к ω_n . Теоретические кривые, рассчитанные по формуле (4) с подгоночным множителем 5.9 (для $\omega_p/2\pi \approx 1090$ МГц), показаны сплошной линией. Они хорошо описывают функциональные зависимости порога от H_n^2 и T при этой частоте накачки во всем диапазоне H_n . А теория (5) (пунктирные линии) описывает функциональную зависимость порога только при $P_n/P_c < 5$, зато подгоночный параметр для нее меньше, всего 2.5. При увеличении частоты накачки влияние H_n на порог должно бы-

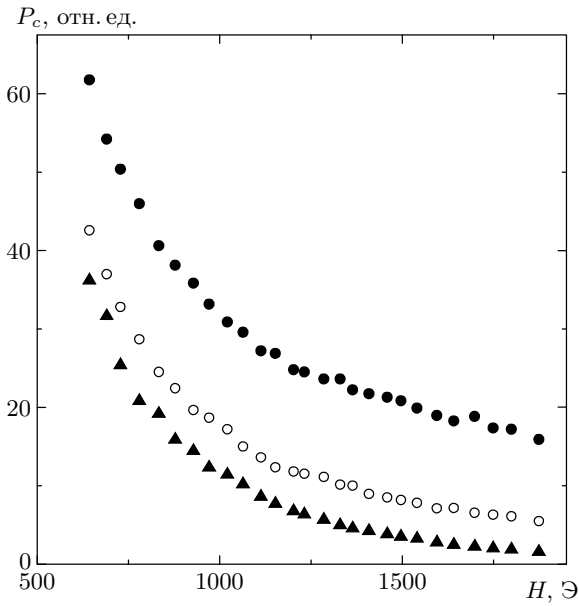


Рис. 2. Пороговая мощность когерентной накачки в зависимости от величины статического магнитного поля при фиксированных амплитудах шумовой модуляции спектра магнов: \blacktriangle — $H_n = 0$, \circ — $H_n = 0.02$ Э/Гц^{1/2}, \bullet — $H_n = 0.04$ Э/Гц^{1/2}; $T = 2.08$ К, $\omega_p/2\pi = 1094.4$ МГц

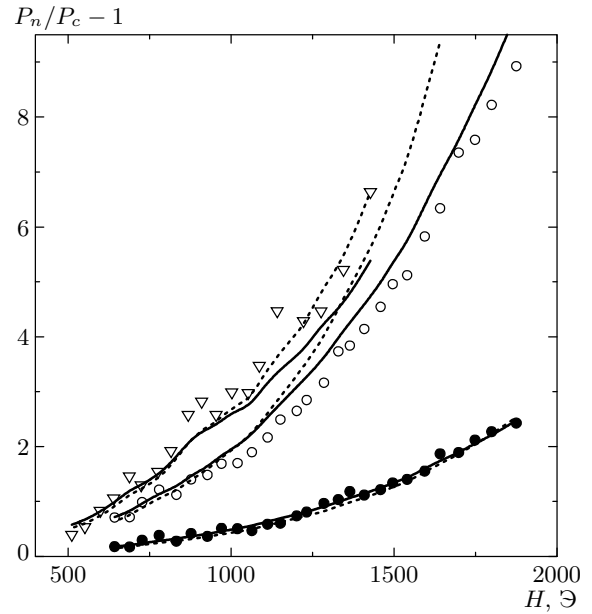


Рис. 3. Относительное увеличение пороговой мощности когерентной накачки в зависимости от величины статического магнитного поля при фиксированных амплитудах шумовой модуляции: \bullet — $H_n = 0.02$ Э/Гц^{1/2}, \circ — $H_n = 0.04$ Э/Гц^{1/2}, $T = 2.08$ К, $\omega_p/2\pi = 1094.4$ МГц; ∇ — $H_n = 0.03$ Э/Гц^{1/2}, $T = 4.2$ К, $\omega_p/2\pi = 1093.3$ МГц. Сплошные кривые соответствуют теоретическому расчету по формуле (4) с подгоночным множителем 5.9, пунктирные кривые — расчет по формуле (5) с подгоночным множителем 2.5

стро уменьшаться, так как согласно уравнению (2) быстро уменьшается параметр V , входящий в формулу (4). Это уменьшение хорошо видно на рис. 1, где верхняя (\circ) и нижняя (\bullet) серии точек различаются практически только частотой накачки, причем это уменьшение оказывается даже более сильным, чем предсказывает теория, так что подгоночные параметры уменьшаются, и для $\omega_p/2\pi \approx 1166$ МГц они равны соответственно 3.4 и 1.6. Напомним, что на самом деле никаких подгоночных параметров теория не содержит, и расчетная величина порогов P_n зависит только от точности абсолютного измерения пороговой величины h_c и спектральной плотности шумового поля H_n . Правда, расчет проводился для идеального белого шума, а реальная частотная характеристика генератора шумового поля $H_n(\omega_m)$ неравномерна и ограничена по частоте диапазоном 0.15–600 кГц. Это может привести к несовпадению расчетной величины порога с измеряемой, но едва ли может сильно повлиять на определение абсолютной величины и функциональных зависимостей порога накачки. Таким образом, влияние шумовой модуляции спектра на порог накачки оказалось для ЯСВ в несколько раз больше расчетных значений.

Полевые зависимости порогов монохроматиче-

ской накачки для температуры $T = 2.08$ К и фиксированных значений амплитуды шумовой модуляции приведены на рис. 2. А на рис. 3 эти же результаты показаны в виде зависимости $(P_n/P_c - 1)$ от H вместе с аналогичными результатами, полученными при $T = 4.2$ К. Видно, что подгоночный параметр не зависит от H и T , т. е. теоретические расчеты удовлетворительно описывают полевую и температурную функциональные зависимости порогов параллельной накачки ЯСВ в условиях шумовой модуляции спектра. Таким образом, на данной фиксированной частоте накачки теория описывает все функциональные зависимости порога: от спектральной плотности шума, магнитного поля и от температуры. Причем такие параметры ЯСВ, как скорость релаксации, волновой вектор и коэффициент связи ЯСВ с накачкой изменяются в этих диапазонах H и T в несколько раз. Значит, подгоночный множитель не зависит от указанных выше параметров магнов, а зависит только от их частоты. Таким образом,

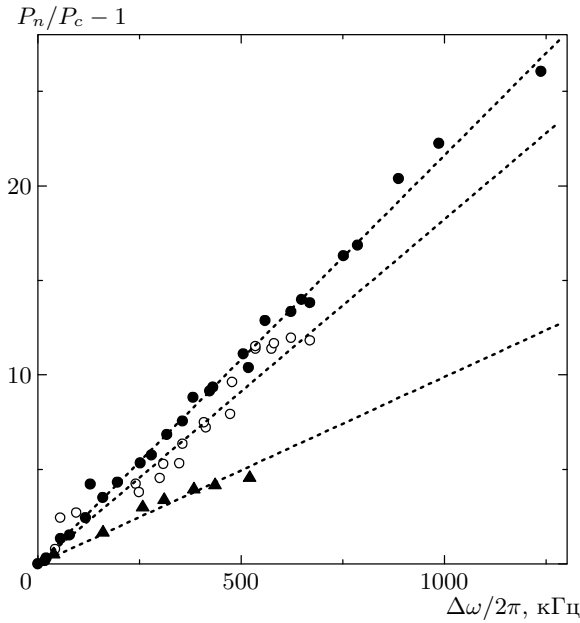


Рис. 4. Относительное увеличение пороговой мощности в зависимости от частотной ширины шумовой накачки: ● — $T = 2.05$ К, $\omega_p/2\pi = 1088$ МГц, $H = 1750$ Э, $\gamma/2\pi = 7.1$ кГц; ○ — $T = 4.2$ К, $\omega_p/2\pi = 1093.3$ МГц, $H = 1680$ Э, $\gamma/2\pi = 16.8$ кГц; ▲ — $T = 2.0$ К, $\omega_p/2\pi = 1165.8$ МГц, $H = 1825$ Э, $\gamma/2\pi = 10.1$ кГц. Пунктирные линии соответствуют расчету по формуле (3) с подгоночными множителями 0.15, 0.31 и 0.1 соответственно для точек ●, ○ и ▲

проведенные измерения показывают, что теория, давая неправильную абсолютную величину порога, не описывает только одну, а именно, частотную зависимость порога монохроматической накачки в условиях шумовой модуляции спектра ядерных магненов. Отметим, что влияние частоты возбуждения на порог шумовой накачки в данной работе изучается впервые. Ранее при изучении электронных магненов в ЖИГ [9] в условиях шумовой модуляции спектра значения порога накачки с точностью до ошибок совпадали с расчетными. Однако измерения были выполнены на одной частоте накачки и только при двух значениях магнитного поля. А в экспериментах по возбуждению квазифононов в FeVO_3 [7] зависимость P_n от магнитного поля не описывалась теорией.

3.2. Пороги шумовой накачки ЯСВ

Исследования показали, что при шумовой накачке ядерных магненов также следует различать два порога $P_{n1} < P_{n2}$. Первый соответствует

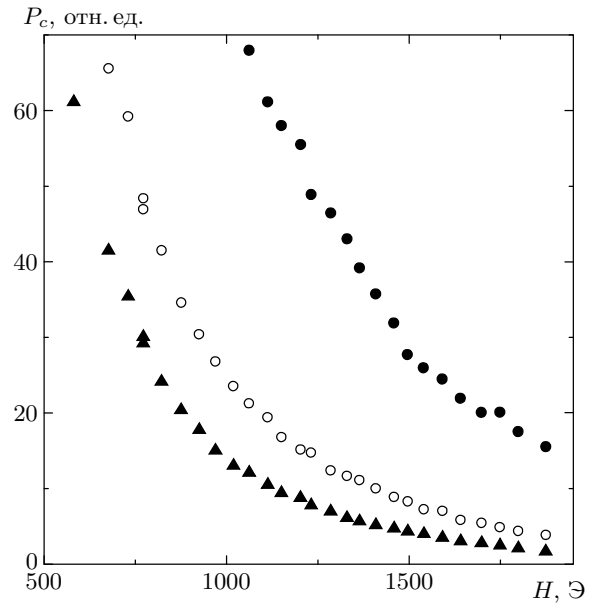


Рис. 5. Зависимость пороговой мощности шумовой накачки от величины статического магнитного поля при фиксированных значениях ширины накачки: ▲ — $\Delta\omega/2\pi \approx 0$, ○ — $\Delta\omega/2\pi = 40$ кГц, ● — $\Delta\omega/2\pi = 270$ кГц; $T = 2.08$ К, $\omega_p/2\pi = 1094.4$ МГц

началу нелинейного поглощения СВЧ-мощности, а второй — возникновению неравновесного бозе-конденсата. Отношение порогов P_{n2}/P_{n1} возрастало с ростом $\Delta\omega$, но не превышало величину 1.25. На рис. 4 показаны зависимости порога параметрического возбуждения ЯСВ от частотной ширины СВЧ-накачки. Поскольку различие порогов P_{n1} и P_{n2} обычно не превышало экспериментальной ошибки, мы следили в этих измерениях только за порогом P_{n1} и в дальнейшем будем обозначать его просто P_n . В полном соответствии с теорией (3) величина $P_n/P_c - 1$ пропорциональна $\Delta\omega$ при любых значениях T , H и ω_p . Однако на фиксированной частоте накачки, равной примерно 1090 МГц, при $T = 4.2$ К расчетное значение $P_n/P_c - 1$ превышает измеренное приблизительно в 3 раза, а при $T = 2.05$ К — примерно в 7 раз. Подгоночный множитель изменился и при изменении частоты накачки: для частоты 1166 МГц измеренное значение $P_n/P_c - 1$ меньше теоретического уже в 10 раз. Итак, для случая шумовой накачки теория не описывает не только частотного, но и температурного хода порога возбуждения.

На рис. 5 приведены результаты измерения зависимости порога шумовой накачки от величины ста-

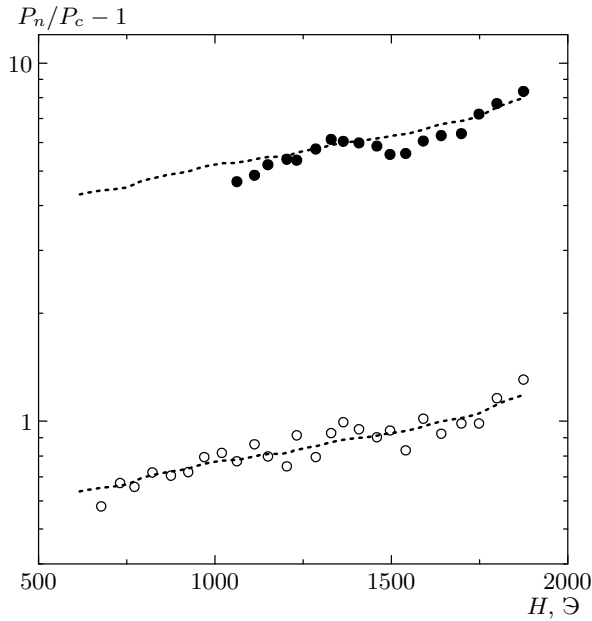


Рис. 6. Относительное увеличение пороговой мощности шумовой накачки в зависимости от величины статического магнитного поля при фиксированных значениях ширины накачки: \circ — $\Delta\omega/2\pi = 40$ кГц, \bullet — $\Delta\omega/2\pi = 270$ кГц; $T = 2.08$ К, $\omega_p/2\pi = 1094.4$ МГц. Кривые — расчет по формуле (3) с подгоночным множителем 0.175

тического магнитного поля при фиксированных значениях $\Delta\omega$, а на рис. 6 эти же результаты показаны в виде зависимости $P_n/P_c - 1$ от H . Расчетные кривые получены следующим образом. По измеренному порогу монохроматической накачки $h_c(H)$ с помощью формулы (2) были рассчитаны значения $\gamma(H)$ и затем подставлены в формулу (3) для расчета зависимости от H величины $P_n/P_c - 1$. Снова видно хорошее качественное согласие теории и эксперимента, но с указанными выше подгоночными параметрами. Здесь существенно, что в приведенном интервале магнитных полей величина P_c изменяется в 40 раз. При этом сильно изменяются и волновой вектор, и скорость релаксации возбуждаемых ядерных магненов, и коэффициент связи ЯСВ с накачкой. Однако подгоночный множитель остается постоянным. Следовательно, теория правильно описывает функциональные зависимости порога шумовой накачки P_n от этих параметров возбуждаемых магненов, но дает значение пороговой мощности, в несколько раз превышающее результаты измерения. Напомним, что при шумовой модуляции спектра ЯСВ теоретические значения, наоборот, были в несколько раз меньше экспериментальных. Ранее в

работе [7] при возбуждении квазифононов в FeVO_3 полевые зависимости порога шумовой накачки вообще не описывались теорией. Таким образом, формула (3) значительно лучше описывает шумовую накачку ЯСВ. Видимо, это обусловлено слабым влиянием границ образца на систему возбужденных магненов, т. е. для ЯСВ теоретическая модель ближе к реальной экспериментальной ситуации.

Существенное отклонение теоретической зависимости от результатов эксперимента для шумовой накачки ЯСВ наблюдается при понижении температуры и при изменении частоты. Напомним, что настоящая работа впервые изучает влияние частоты СВЧ-поля на процесс шумовой накачки, так как в работах [7–9] все измерения проводились на фиксированной частоте.

Можно предложить следующее качественное объяснение полученного расхождения между теорией и экспериментом.

Анализ механизмов релаксации ЯСВ показал [2], что при $\omega_p/2\pi \approx 1090$ МГц и $T = 4.2$ К релаксация ЯСВ в CsMnF_3 примерно на 50 % определяется процессом их упругого рассеяния на флуктуациях ядерной намагниченности (двухмагнными процессами) и на 50 % — трехчастичными процессами релаксации, имеющими температурную зависимость T^5 . При 2.2 К вклад неупругих процессов релаксации падает примерно до 5 %. Кроме того, эффективность трехчастичных процессов быстро уменьшается при увеличении частоты магненов, т. е. частоты накачки. В результате также доминирующими становятся упругие процессы. На наш взгляд, именно доминирование упругих процессов релаксации приводит к тому, что порог шумовой накачки ЯСВ оказывается заметно ниже расчетного, что особенно сказывается при понижении температуры, а также при росте частоты накачки.

Предположение об особой роли двухмагнных процессов и их неаддитивном вкладе в пороговую формулу было сделано Захаровым и Львовым [11]. Идея состояла в том, что поскольку при упругом рассеянии энергия волны не изменяется (изменяется только направление ее движения), вторичные магненоны продолжают участвовать в процессе накачки, понижая порог параметрического возбуждения, который в этом случае должен описываться выражением

$$h_c = [\gamma_{nel}(\gamma_{nel} + \gamma_{el})]^{1/2} / V, \quad (6)$$

где γ_{el} и γ_{nel} — скорости релаксации соответственно для упругих и неупругих процессов. Однако эксперименты с монохроматической накачкой [2, 12]

не подтвердили этого предположения. Экспериментально наблюдался аддитивный вклад всех γ в пороговую амплитуду: $h_c = (\gamma_{nel} + \gamma_{el})/V$. Видимо, дело в том, что при монохроматической накачке определяющую роль играет фаза волны, которая изменяется после квазиупругого рассеяния магнона. Кроме того, при квазиупругом рассеянии возможно небольшое изменение энергии и абсолютной величины волнового вектора магнона, так называемый дрейф по спектру. В результате вторичный магнон оказывается не в резонансе с полем накачки. Для случая же шумовой СВЧ-накачки, частота и фаза которой быстро флуктуируют, ни изменение фазы у вторичных магнонов, ни слабый дрейф магнонов по спектру ЯСВ (в пределах $\Delta\omega$) не влияют на их связь с возбуждающим СВЧ-полем. Поэтому вторичные магноны продолжают участвовать в процессе накачки, понижая порог. (Эти вторичные магноны можно рассматривать и как дополнительное шумовое поле.) Таким образом, именно при шумовой накачке вклад двухмагнонных процессов в пороговую амплитуду должен стать неаддитивным. Наши эксперименты показали, что с ростом относительного вклада упругих процессов подгоночный параметр все больше отличается от единицы. Это видно и по температурной, и по частотной зависимостям подгоночного параметра. К сожалению, теоретические расчеты порога шумовой накачки с учетом особой роли квазиупругих процессов не проводились, однако, очевидно что предложенная выше качественная модель хорошо согласуется с экспериментом.

3.3. Кинетика параметрической неустойчивости

Как известно [3], в случае монохроматической накачки при превышении СВЧ-полем порогового значения h_c увеличение количества магнонов сначала происходит по экспоненциальному закону

$$N_k = N_0 \exp[(h/h_c - 1)(t/\tau_m)], \quad (7)$$

где N_0 — величина порядка числа тепловых магнонов с частотой ω_k , τ_m — время жизни этих магнонов, t — время, прошедшее с момента включения импульса СВЧ-накачки. Рост числа магнонов происходит за счет поглощения образцом фотонов, запасенных в резонаторе. Это поглощение также сначала растет экспоненциально и при достижении числом магнонов значения N_{k1} (определяемого чувствительностью установки) на СВЧ-импульсе, прошедшем резонатор, наблюдается скол. Время $\tau = \tau(N_{k1})$ от

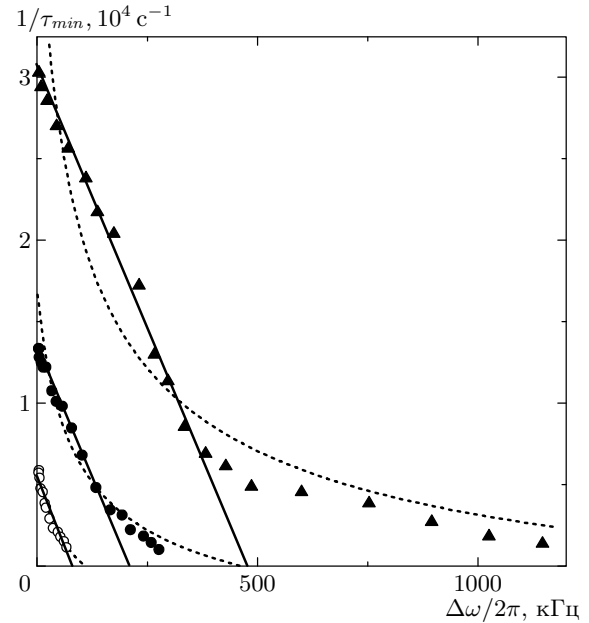


Рис. 7. Зависимость времени до скола от ширины шумовой накачки при фиксированных значениях мощности: \circ — $P/P_c = 3.5$, \bullet — $P/P_c = 11.7$, \blacktriangle — $P/P_c = 50.5$; $T = 2.08$ К, $H = 1870$ Э, $\omega_p/2\pi = 1094.4$ МГц. Пунктирные кривые рассчитаны по формуле (9), сплошные прямые — по формуле (10)

начала импульса до появления скола описывается выражением

$$1/\tau = C(h/h_c - 1), \quad (8)$$

где C — некая константа, определяемая временем жизни магнонов и чувствительностью экспериментальной установки. Через некоторое время после скола под действием механизмов ограничения число параметрических пар и величина СВЧ-поглощения выходят на стационарный уровень. Для монохроматической накачки линейная зависимость обратной величины времени до скола от надкритичности неоднократно проверялась экспериментально (см., например, [3, 13]).

В этом разделе нас будет интересовать процесс развития параметрической неустойчивости при шумовой накачке, в частности, зависимость времени τ от спектральной ширины накачки $\Delta\omega$ и от амплитуды шумовой модуляции спектра магнонов H_n .

Измерения времени развития параметрической неустойчивости в зависимости от уровня шума проводились следующим образом. При фиксированной СВЧ-мощности и ширине накачки ($P, \Delta\omega = \text{const}$) мы увеличивали длину импульса до тех пор, пока

на нем не появлялся скол. Это время до скола τ слегка изменялось от импульса к импульсу, причем тем сильнее, чем больше была ширина накачки $\Delta\omega$. Измерялось не среднее, а минимальное значение τ , при котором на СВЧ-импульсах наблюдался скол. Результаты этих измерений представлены на рис. 7.

Наиболее очевидной причиной увеличения времени до скола при увеличении ширины накачки является уменьшение запороговости с ростом $\Delta\omega$. Для учета этого изменения запороговости нужно в формулу (8) вместо (h/h_c) подставить (h/h_n) , где $h_n = h_n(\Delta\omega) \propto (P_n(\Delta\omega))^{1/2}$ — функция частотной ширины накачки. Тогда выражение (8) приобретет вид $1/\tau = C[(P/P_n)^{1/2} - 1]$, а с учетом экспериментальной зависимости P_n от $\Delta\omega$ (которая описывается теорией (3) с неким подгоночным множителем b) его можно переписать в виде

$$1/\tau = C [(h/h_c)/(b\Delta\omega/\gamma + 1)^{0.5} - 1], \quad (9)$$

где множитель b берется из предыдущих экспериментов и для $\omega_p/2\pi = 1094.4$ МГц, $T = 2.08$ К, $H = 1870$ Э составляет величину $b = 0.15$. Как видно на рис. 7, выражение (9) с подгоночным параметром $C = 7000$ неплохо описывает общий ход экспериментальных кривых, что довольно неожиданно, так как в (9) учтено лишь уменьшение надкритичности с ростом частотной ширины накачки $\Delta\omega$, но не учитывается специфика шумового возбуждения параметрических магнонов. Можно отметить, что в значительном диапазоне величин $\Delta\omega$ экспериментальные точки для трех значений запороговости хорошо описываются тремя параллельными прямыми, которые соответствуют эмпирической зависимости

$$1/\tau = 1/\tau_0 - 10.3\Delta\omega, \quad (10)$$

где τ_0 — время до скола при когерентной накачке.

Аналогичные измерения времени развития параметрической неустойчивости были проведены и при когерентной накачке ЯСВ в условиях шумовой модуляции спектра. Результаты приведены на рис. 8. Методика измерения аналогична: при постоянной СВЧ-мощности и уровне шумовой модуляции ($P, H_n = \text{const}$) мы увеличивали длину импульса до тех пор, пока на нем не появлялся скол. Поскольку шумовая модуляция повышает порог накачки, в первом приближении ее влияние на время развития параметрической неустойчивости можно учесть, подставив в формулу (8) экспериментальную зависимость порога от H_n . Как было показано выше, эта зависимость хорошо описывается теорией (4) с подгоночным коэффициентом 5.9. Используя формулы

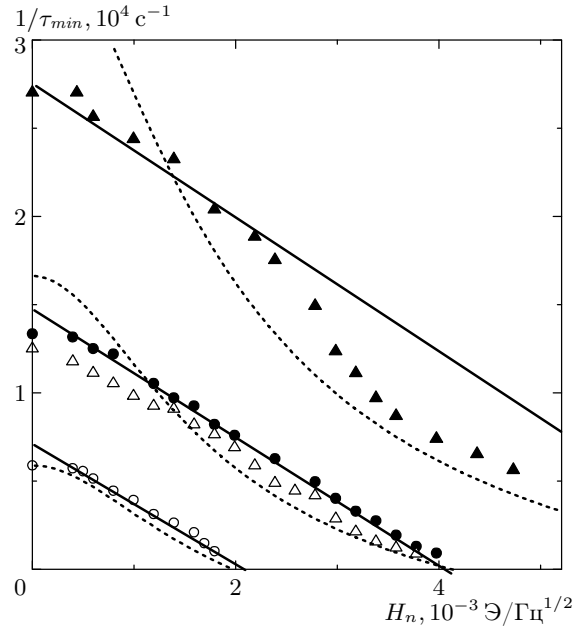


Рис. 8. Время до скола когерентной накачки в зависимости от амплитуды шумовой модуляции спектра при нескольких значениях мощности: \circ — $P/P_c = 3.4$, \triangle — $P/P_c = 10$, \bullet — $P/P_c = 11.4$, \blacktriangle — $P/P_c = 38$; $T = 2.08$ К, $H = 1870$ Э, $\omega_p/2\pi = 1094.4$ МГц. Пунктирные кривые рассчитаны по формуле (11), прямые — по формуле (12)

(4), (8) и экспериментальные результаты $P_n(H_n)$, получаем выражение

$$1/\tau = C [(h/h_c)/(1 + 5.9H_n^2V/h_c)^{0.5} - 1]. \quad (11)$$

Соответствующие формуле (11) кривые проведены на рис. 8 пунктиром. Поскольку расчет (11) не учитывает сбой фазы НБК при шумовой модуляции спектра, полученное соответствие эксперимента и расчета (11) можно считать вполне удовлетворительным. Кстати, единственный подгоночный параметр C в (11) такой же, как и в (9), $C = 7000$. Он позволяет удовлетворительно описать формулами (9) и (11) все экспериментальные результаты, представленные на рис. 7, 8. Отметим, что при $P/P_c < 20$ эксперимент рис. 8 хорошо описывался также прямыми линиями, проведенными по эмпирической формуле

$$1/\tau = 1/\tau_0 - 3.37 \cdot 10^6 H_n. \quad (12)$$

Некоторое сходство эмпирических зависимостей (10) и (12) представляется довольно неожиданным, так как влияние H_n на пороговую мощность P_n является квадратичным, а влияние ширины спектра шумовой накачки $\Delta\omega$ на P_n — линейным.

3.4. Наблюдение неравновесной бозе-конденсации параметрических пар магнонов, возбужденных шумовой накачкой

До сих пор шла речь о пороговой амплитуде накачки, выше которой в образце появляется большое число неравновесных магнонов, и о времени развития параметрической неустойчивости. Наибольший же интерес представляет состояние этих неравновесных магнонов (параметрических пар магнонов), которое образуется за порогом шумовой накачки, в частности, решение вопроса о возможности возникновения в такой системе сильных фазовых корреляций.

На рис. 9 приведены записи на самописце амплитуды сигнала модуляционного отклика α_m в зависимости от интегральной мощности шумовой и монохроматической накачек. Записи сделаны в режиме непрерывной генерации. Там же показаны осциллограммы СВЧ-импульсов, прошедших резонатор, записанные при трех амплитудах шумового СВЧ-поля. Наблюдались два порога накачки, $P_{n1} < P_{n2}$. В точке *A* при $P < P_{n1}$ нелинейное поглощение отсутствует и $\alpha_m = 0$. На осциллограмме *B*, снятой за порогом P_{n1} ($P_{n2} > P > P_{n1}$), видны «всплески» поглощения, т. е. в образце существуют (в среднем) неравновесные магноны, однако $\alpha_m = 0$. С ростом мощности накачки нелинейное поглощение растет (эти всплески происходят чаще). Выше

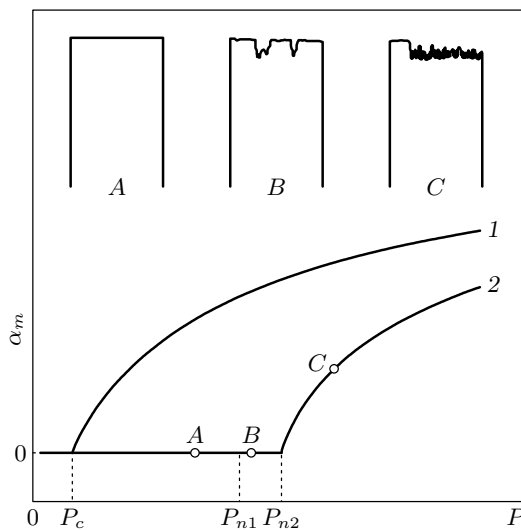


Рис. 9. Зависимость сигнала модуляционного отклика от мощности для монохроматической (1) и шумовой (2) накачек (запись на самописце) и осциллограммы СВЧ-импульсов шумовой накачки, прошедших резонатор, в точках *A*, *B* и *C*

порога P_{n2} импульс имеет вид *C* и появляется модуляционный отклик ($\alpha_m \neq 0$), свидетельствующий о наличии (в среднем) фазовых корреляций в системе, т. е. об образовании НБК. Как уже отмечалось выше, отношение порогов P_{n2}/P_{n1} возрастало с ростом $\Delta\omega$, но не превышало величину 1.25. Данный результат кардинально отличается от случая шумовой накачки квазифононов [7], когда отношение этих двух пороговых мощностей достигало 4. Вероятно, к столь малому различию порогов P_{n1} и P_{n2} приводит доминирующий вклад в релаксацию ЯСВ упругих процессов. Очевидно, что порог образования НБК, P_{n2} , связан с полным числом магнонов в области частот накачки $\Delta\omega$. При $P > P_{n1}$ в образце появляются неравновесные магноны, рожденные накачкой. Вторичные магноны, которые образуются в результате двухмагнонных процессов рассеяния, остаются в той же области спектра ЯСВ. Следовательно, происходит их накопление, т. е. быстрый рост чисел заполнения магнонов с частотами $\omega_k \approx \omega_p/2$. В результате критическое число магнонов, необходимое для образования НБК, достигается раньше, при меньшей надкритичности (P/P_{n1}), чем это было в случае преобладания трехчастичных процессов релаксации, уменьшающих числа заполнения магнонов вблизи частоты $\omega_p/2$.

Существование НБК регистрировалось нами также и по электромагнитному излучению из образца, наблюдаемому сразу после выключения импульса накачки (см. рис. 10). Как известно, мощность СВЧ-сигнала, прошедшего резонатор, пропорциональна числу фотонов в резонаторе. В отсутствие НБК, сразу после выключения генератора этот сигнал монотонно убывает с характерным временем затухания фотонов примерно 0.1 мкс, которое определяется добротностью резонатора. Если мощность накачки существенно превышала пороговую, то после выключения поля накачки за задним фронтом импульса наблюдалось излучение из образца. Вначале происходит резкое уменьшение СВЧ-мощности, прошедшей резонатор (задний фронт убывает более круто, чем при $P < P_c$). Затем сигнал начинает расти, и его амплитуда достигает максимума через время $\tau \sim 0.5$ мкс после окончания сигнала импульса. Потом наблюдается спад интенсивности излучения с характерным временем примерно 1 мкс. Максимальная мощность излучения сравнима с мощностью, поглощаемой образцом из поля накачки.

Такое излучение ранее исследовалось в работе [14] при параметрическом возбуждении магнитоупругих волн в FeVO_3 , оно обусловлено процессом слияния двух квазичастиц (в нашем случае

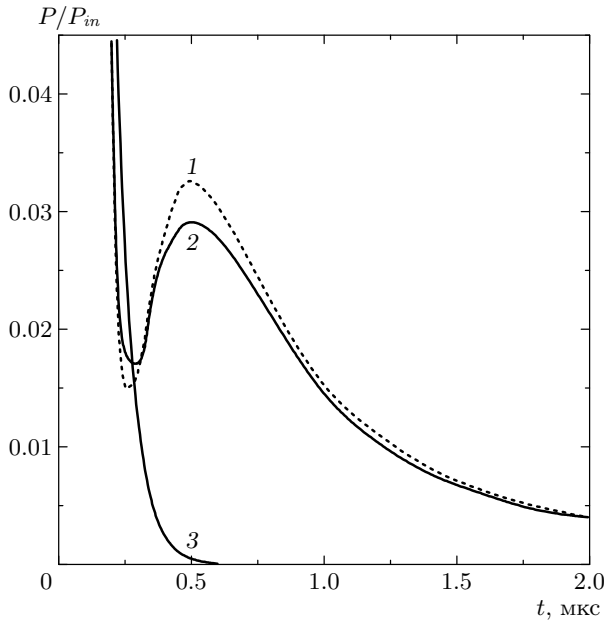


Рис. 10. Осциллограммы заднего фронта СВЧ-импульсов и сигнал электромагнитного излучения из образца при $T = 2.08$ К, $H = 1790$ Э, $P_{in} \approx 2000P_c$, $\omega_p = \omega_R - 2\pi \cdot 0.7$ МГц для монохроматической (1) и шумовой (2) накачек. Кривая 3 демонстрирует задний фронт импульса при $P < P_c$, $t = 0$ соответствует моменту выключения генератора накачки

магнонов), составляющих параметрическую пару, с образованием фотона с частотой, близкой к ω_p ($m + m \rightarrow ph$), т. е. процессом обратным накачке. Поскольку параметрические пары в НБК имеют одинаковую фазу, это излучение когерентно с большой амплитудой, в отличие от излучения индивидуальных магнонов на частоте ω_k . Поскольку электромагнитное излучение параметрических пар ЯСВ наблюдалось в настоящей работе впервые, а оно позволяет получить информацию о свойствах бозе-конденсата магнонов, возбужденных шумовой накачкой, остановимся на этом явлении подробнее.

Сафонов в работе [15] показал, что в условиях параллельной накачки в связанной системе резонатор-образец возможен новый механизм положительного нелинейного затухания параметрических пар: радиационное затухание, обусловленное излучением параметрической парой фотона с частотой $2\omega_k$. Величина радиационного затухания имеет вид [14]

$$\gamma_{rad} = 2\pi\hbar QV^2 N_k / v_R, \quad (13)$$

где Q , v_R — добротность и объем резонатора. Очевидно, что излучение фотонов, вызванное этим процессом, сложно зарегистрировать при включенной

накачке, так как встречный поток фотонов в резонатор из образца просто уменьшает поглощаемую образцом СВЧ-мощность. Однако это излучение удастся наблюдать после окончания импульса накачки. Вероятно, впервые такое излучение наблюдалось в системе параметрически возбужденных электронных магнонов в феррите ЖИГ [16], однако детальная информация об этом эффекте неизвестна. Затем это излучение исследовалось в работах [14, 17] при параметрическом возбуждении магнитоупругих волн в FeVO_3 .

Сначала рассмотрим электромагнитное излучение, наблюдаемое при монохроматической накачке ЯСВ. Существенно, что вид сигнала излучения зависит как от мощности накачки, так и от соотношения между собственной частотой СВЧ-резонатора ω_R и частотой накачки. Причем, если мощность накачки влияет только на амплитуду (мощность) излучения, то изменение частоты накачки сильно влияет и на форму сигнала излучения. Это связано с тем, что затухающий сигнал резонатора (кривая 3 на рис. 10) всегда имеет частоту, близкую к ω_R , независимо от частоты накачки. А излучение из образца происходит на собственной частоте неравновесного бозе-конденсата, которая близка к частоте накачки $\omega_{NBC} = \omega_p + \Omega$, где $\Omega \sim \gamma[P/P_c - 1]^{1/2}$ — частота коллективных колебаний в системе НБК. Немонотонный характер излучения обусловлен биениями в системе этих двух затухающих осцилляторов¹⁾. Следовательно, форма сигнала излучения зависит от соотношения частот этих осцилляторов. Приведенная на рис. 10 кривая 1 получена при $\omega_p = \omega_R - 2\pi \cdot 0.7$ МГц, когда пик излучения выражен наиболее ярко. Сдвигая частоту накачки относительно частоты резонатора, можно наблюдать различную форму сигнала излучения. Примеры записи этого сигнала для нескольких частот монохроматической накачки показаны на рис. 11 а, б, в. Такое поведение аналогично наблюдавшемуся в [14] излучению квазифононов. Напомним, что накачка подавалась не одиночными, а периодически повторяющимися СВЧ-импульсами, но все они на экране осциллографа сливаются (прорисовывают одинаковый след), так как в момент окончания всех СВЧ-импульсов накачки НБК ядерных магнонов находится в одинаковом состоянии, т. е. имеет одинаковую амплитуду и фазу.

Теперь вернемся к шумовой накачке. Если при фиксированной частоте монохроматической накачки

¹⁾ Здесь для простоты рассмотрения не учтен сдвиг ω_R и ω_{NBC} , обусловленный расталкиванием частот связанных магнон-фотонных колебаний в системе образец-резонатор [17].

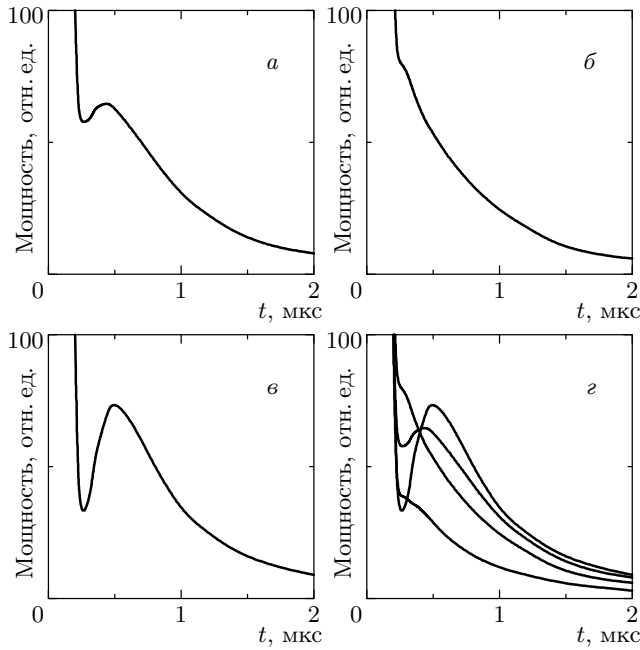


Рис. 11. Осциллограммы заднего фронта СВЧ-импульсов и сигнал электромагнитного излучения из образца при различных сдвигах частоты монохроматической накачки по отношению к частоте резонатора $\omega_R = 2\pi \cdot 1094.8$ МГц: *a* — $\omega_p = \omega_R$, *б* — $\omega_p = \omega_R + 2\pi \cdot 0.33$ МГц, *в* — $\omega_p = \omega_R - 2\pi \cdot 0.74$ МГц, *г* — при шумовой накачке с $\omega_p = \omega_R - 2\pi \cdot 0.2$ МГц, $\Delta\omega = 2\pi \cdot 1$ МГц; $T = 2.08$ К, $H = 1840$ Э, $P \approx 2500P_c$

ки включить шумовую модуляцию поля H , то на экране осциллографа одновременно наблюдаются задние фронты нескольких импульсов, демонстрирующие различные формы сигналов излучения, аналогичные наблюдавшимся в условиях монохроматической накачки при изменении мощности. Очевидно, наличие всех этих треков луча осциллографа обусловлено неэквивалентностью состояний НБК (амплитуды и фазы) в момент окончания различных СВЧ-импульсов.

Теперь подадим шумовую накачку с центральной частотой $\omega_p = \omega_R - 2\pi \cdot 0.2$ МГц и шириной $\Delta\omega \sim 2\pi \cdot 1$ МГц. На экране осциллографа (рис. 11г) одновременно наблюдаются задние фронты нескольких импульсов, демонстрирующие различные формы сигналов излучения, аналогичные наблюдавшимся в условиях монохроматической накачки при изменении частоты. Это означает, что в условиях шумовой накачки происходит не только изменение со временем амплитуды НБК (числа параметрических пар), но и дрейф частоты НБК.

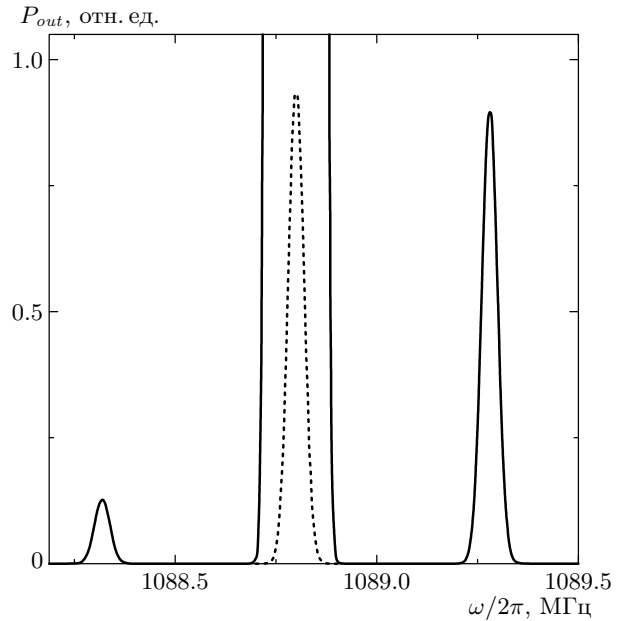


Рис. 12. Спектр СВЧ-сигнала, прошедшего резонатор, в условиях шумовой накачки и когерентной модуляции магнитного поля; $T = 2.05$ К, $\omega_p/2\pi = 1088.8$ МГц, $\Delta\omega/2\pi = 40$ кГц, $H = 1830$ Э, $\omega_m/2\pi = 480$ кГц, $P/P_c = 2000$. Полоса пропускания анализатора спектра составляет 3 кГц, постоянная времени равна 3 с. Пунктиром показана центральная линия в масштабе 1 : 10000

На дрейф частоты НБК в условиях шумовой накачки указывают и эксперименты по наблюдению модуляционного отклика в спектре СВЧ-сигнала, прошедшего резонатор. Пример такого спектра приведен на рис. 12. Запись спектра сделана с большим временем накопления, чтобы усреднить быстрые флуктуации СВЧ-сигнала по частоте. Интенсивная центральная линия на рисунке соответствует сигналу генератора накачки со спектральной шириной $\Delta\omega/2\pi = 40$ кГц, а боковые полосы — это модуляционный отклик на частотах $\omega_{NBC} \pm \omega_m$. Поскольку ширина боковых полос соответствует ширине шумовой накачки, частотный интервал дрейфа НБК приблизительно равен ширине накачки $\Delta\omega$.

Итак, при шумовой накачке НБК дрейфует в широком диапазоне частот, а форма сигнала электромагнитного излучения зависит от того, чему была равна частота НБК в момент выключения шумового СВЧ-импульса. Однако амплитуда максимального сигнала излучения (она показана кривой 2 на рис. 10) и время его затухания для шумовой и когерентной накачек практически совпадают. Это позволяет сделать вывод о том, что НБК ядерных

магнонов, возникающий при шумовой накачке, имеет приблизительно такую же частотную ширину и амплитуду, как и в случае монохроматической накачки, а различие сигналов излучения от разных СВЧ-импульсов обусловлено главным образом дрейфом частоты НБК.

Отметим одну особенность электромагнитного излучения ядерных магнонов. Дело в том, что оно наблюдается не сразу за порогом накачки ($P > P_c$), как это было в системе квазифононов FeVO_3 [14]. При достаточно большой запороговости ($P \sim 1000P_c$) в системе ЯСВ развивается еще одна неустойчивость, механизм которой неизвестен, но главное, что она сопровождается резким (более чем на порядок) увеличением поглощаемой образцом СВЧ-мощности, а следовательно, и ростом амплитуды НБК. Именно за порогом этой неустойчивости удается наблюдать электромагнитное излучение ЯСВ. Причину такого поведения можно понять, записав выражение для мощности излучения, обусловленного нелинейным радиационным затуханием,

$$P_{rad} = \frac{dN_k}{dt} = -\frac{4\pi\hbar Q V^2 N_k^2}{\nu_R}. \quad (14)$$

Поскольку мощность излучения (как и величина радиационного затухания) пропорциональна квадрату магнитного момента параметрических волн, $P_{rad} \propto V^2 \propto \mu^2$, а магнитный момент ЯСВ очень мал, сразу за порогом накачки излучение ЯСВ очень мало. Оно становится сравнимо с наблюдавшимся в [14] излучением магнитоупругих волн при значительно большей запороговости, когда число параметрических пар в НБК больше соответствующего N_k^2 квазифононов более чем в 100 раз. При превышении нового порога неустойчивости ЯСВ число N_k резко возрастает и становится виден сигнал излучения, мощность которого порядка поглощаемой образцом мощности. Отметим, что такой характер излучения наблюдался и при монохроматической накачке, и при шумовой накачке, и при шумовой модуляции спектра ЯСВ.

Итак, экспериментально установлено образование когерентного состояния (неравновесного бозе-конденсата) пар ядерных спиновых волн при их параметрическом возбуждении шумовым СВЧ-полем. Существующая теория дает удовлетворительное описание порога накачки, за исключением области низких температур. Наблюдаемое несовпадение теории и эксперимента удается объяснить на основе предположения об особой роли упругих процессов релаксации магнонов. Впервые

наблюдается эффект когерентного электромагнитного излучения системой параметрических пар ЯСВ, возбужденных как монохроматической, так и шумовой накачкой.

Автор признателен В. Л. Сафонову за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. G. De Gennes, P. A. Pincus, F. Hartmann-Bourton, and J. M. Winter, *Phys. Rev.* **129**, 105 (1963).
2. А. В. Андриенко, В. И. Ожогин, В. Л. Сафонов, А. Ю. Якубовский, *УФН* **161**, 1 (1991).
3. В. С. Львов, *Нелинейные спиновые волны*, Наука, Москва (1987).
4. А. В. Андриенко, В. Л. Сафонов, А. Ю. Якубовский, *ЖЭТФ* **93**, 907 (1987).
5. А. С. Михайлов, И. Б. Упоров, *ЖЭТФ* **77**, 2383 (1979).
6. В. Б. Черепанов, *ФТТ* **22**, 43 (1980).
7. А. В. Андриенко, В. Л. Сафонов, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 446 (1994).
8. А. В. Андриенко, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 79 (2002).
9. В. В. Зауткин, Б. И. Орел, В. Б. Черепанов, *ЖЭТФ* **85**, 708 (1983).
10. В. Л. Сафонов, *ФТТ* **34**, 304 (1992).
11. В. Е. Захаров, В. С. Львов, *ФТТ* **14**, 2913 (1972).
12. С. А. Говорков, В. А. Тулин, *ЖЭТФ* **91**, 2332 (1986).
13. В. В. Кведер, Б. Я. Котюжанский, Л. А. Прозорова, *ЖЭТФ* **63**, 2205 (1972).
14. А. В. Андриенко, В. Л. Сафонов, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 787 (1994).
15. V. L. Safonov, *J. Magn. Magn. Mater.* **97**, L1 (1991).
16. V. S. Zhitnyuk and G. A. Melkov, *Sov. Phys. JETP* **48**, 884 (1978).
17. A. V. Andrienko, V. L. Safonov, and H. Yamazaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **67**, 2893 (1998).