

КИНЕТИКА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СПИНОВЫХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

А.И.Смирнов

Экспериментально исследовался процесс роста количества магнонов $n_{\mathbf{k}}$ при их параметрическом возбуждении. Оказалось, что на начальной стадии процесса $n_{\mathbf{k}}$ увеличивается экспоненциально. Инкремент неустойчивости в 2,5 раза меньше, чем следует из простой модели, феноменологически учитывающей затухание.

Параметрическое возбуждение магнонов исследовалось во многих теоретических и экспериментальных работах. В основе этого явления лежит взаимодействие пары магнонов с противоположно направленными волновыми векторами \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$ с однородным полем СВЧ накачки \mathbf{h} . При превышении h пороговой величины h_c происходит экспоненциальный рост количества магнонов, частота которых равна половине частоты накачки: $\omega_{\mathbf{k}} = \omega_p/2$. Уравнения, описывающие параметрическую неустойчивость магнонов [1] на линейной стадии процесса аналогичны уравнениям для амплитуды и фазы колебаний параметрически возбуждаемого маятника. Из них следует такое развитие процесса: в течение времени порядка времени жизни магнона τ_M (в исследуемом образце CsMnF_3 $\tau_M \approx 1$ мксек) фазы всех пар магнонов подстраиваются к значению, соответствующему максимальной скорости роста, а затем происходит увеличение количества магнонов по закону

$$n_{\mathbf{k}} = n_{\mathbf{k}T} \exp \left[\left(\frac{h}{h_c} - 1 \right) \frac{t}{\tau_M} \right] \quad (1)$$

здесь $n_{\mathbf{k}T}$ — величина порядка количества тепловых магнонов с волновыми векторами \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$, время t отсчитывается от момента включения накачки.

Как следует из [2, 3], нелинейные эффекты, приводящие к ограничению количества параметрических магнонов, проявляются при $n_{\mathbf{k}}/n_{\mathbf{k}T} \approx \approx 10^6$.

Экспериментально параметрическое возбуждение спиновых волн регистрируют по поглощению мощности СВЧ накачки в образце, помещенном в СВЧ резонатор. Однако, количество тепловых магнонов слишком мало для того, чтобы это поглощение было заметно сразу после включения накачки. Для экспериментальных установок, применяемых в работах [2, 3] и в настоящем исследовании поглощение энергии становится заметным при $n_{\mathbf{k}}/n_{\mathbf{k}T} \approx 10^5$. Поэтому при воздействии на образец накачки в виде прямоугольного импульса амплитуда проходящего через резонатор СВЧ сигнала $P \sim h^2$ некоторое время не изменяется, а в момент времени t_0 , когда $n_{\mathbf{k}}$ достигнет величины n^* , при которой поглощение мощности фиксируется аппаратурой, сигнал уменьшается.

Если бы не действовали нелинейные эффекты, то поле в резонаторе упало бы до порогового значения h_c и это послужило бы причиной ограничения уровня n_k . Рассчитанная для таких условий форма сигнала P изображена на рис. 1 и имеет вид ступеньки, или импульса со "сколом". Таким образом, момент появления ступеньки свидетельствует о том, что n_k достигло уровня n^* . Расчет выполнен для условий, близких к экспериментальным: при $n_k/n_{kT} = 10^6$ P уменьшается на 10%. В экспериментах [2 - 4] наблюдается такая же характерная форма проходящего сигнала. Для дальнейшего рассмотрения определим n^* как количество магнонов, при котором проходящий сигнал уменьшается на 2%, а t_0 - как время действия накачки, после которого наступает это уменьшение.

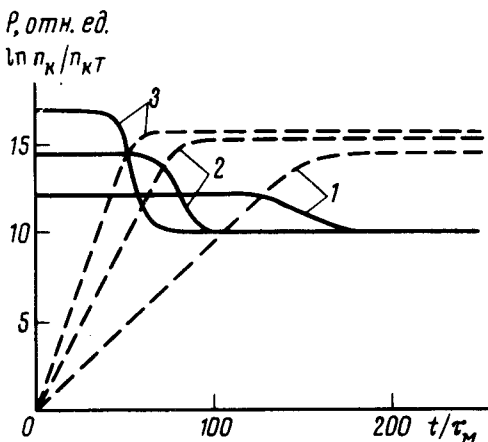


Рис. 1. Расчетная форма СВЧ-сигнала, проходящего через резонатор с образцом при параметрическом возбуждении магнонов. Нелинейные эффекты не учитываются: 1 - $h/h_c = 1,1$; 2 - $h/h_c = 1,2$; 3 - $h/h_c = 1,3$. Пунктирные линии - изменение со временем $\ln(n_k/n_{kT})$

В антиферромагнетиках $CsMnF_3$ и $MnCO_3$ кинетика процесса осложняется тем, что τ_M возрастает, а h_c уменьшается (h_c пропорционально $1/\tau_M$) с увеличением n_k , т. е. имеется отрицательное нелинейное затухание [2, 3]. Наблюдаемая линейная зависимость t_0 от $(h/h_c - 1)^{-1}$ учитывая (1) говорит о том, что увеличение τ_M появляется либо незадолго до момента t_0 , либо после него, а при $0 < t \lesssim 0,9t_0$ τ_M и h_c остаются постоянными. В [2, 3] предполагается, что появление скола вызвано именно этим увеличением τ_M , из-за возрастания инкремента неустойчивости $\frac{1}{\tau_M} \left(\frac{h}{h_c} - 1 \right)$. Из графиков рис. 1 видно, что сигнал имеет характерную форму импульса со сколом и без наличия отрицательного нелинейного затухания.

В настоящей работе скорость нарастания n_k на линейной стадии процесса исследовалась с помощью прерывания накачки на время δ . После включения накачки вновь фиксировался момент скола t_2 . Схема сигнала без такого воздействия и с ним показана на вставке рис. 2.

Прерывание накачки осуществлялось с помощью германиевого модулятора, перекрывающего волновод [4]; таким образом, фазе накачки сохранялась. Исследовался образец $CsMnF_3$ антиферромагнетика с анизотропией типа "легкая плоскость". Частота накачки $\omega_p/2\pi = 36$ Гц, температура образца $T = 1,6$ К, внешнее магнитное поле $H = 1,2$ кэ.

Если считать, что в течение промежутка времени δ n_k затухает к тепловому значению n_{kT} по закону: $n_k(t) = n_{kT} + (n_k(t_1) - n_{kT}) e^{-(t-t_1)/\tau_M}$

а в остальное время действия накачки нарастает по формуле (1), то из условий равенства $n_k = n^*$ в моменты времени t_0 (рис. 2, а) и $t_1 + \delta + t_2$ (рис. 2, б) получится зависимость $t_2(\delta)$ изображенная для различных значений h/h_c пунктирными линиями на рис. 2. Данные эксперимента соответствуют более крутым зависимостям $t_2(\delta)$ (сплошные линии на рис. 2).

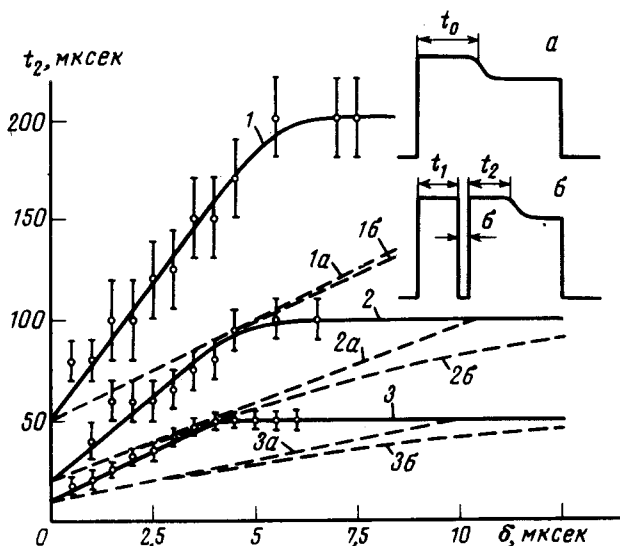


Рис. 2. Схема СВЧ сигнала: а – без прерывания накачки, б – с прерыванием накачки на время δ . Зависимости $t_2(\delta)$: 1 – $h/h_c = 1,08 \pm 0,02$, $t_0 = 200$ мксек, $t_1 = 150$ мксек; 1^a – расчет при $\tau_M = 0,1$, 1^b – $\tau_M = 3$ мксек. 2 – $h/h_c = 1,13 \pm 0,02$, $t_0 = 100$ мксек; $t_1 = 80$ мксек; 2^a – расчет при $\tau_M = 0,1$, 2^b – $\tau_M = 3$ мксек. 3 – $h/h_c = 1,25 \pm 0,02$, $t_0 = 50$ мксек; $t_1 = 40$ мксек. 3^a – расчет при $\tau_M = 0,1$, 3^b – $\tau_M = 3$ мксек

Время достижения величиной n_k значения n^* после прерывания зависит также и от момента прерывания t_1 . Зависимость $t_2(t_1)$ представлена на рис. 3. Данные рис. 2 и рис. 3 свидетельствуют, что в условиях, когда в процессе затухания $n_k \gg n_{kT}$ (т. е. при таких значениях t_1 и δ , что t_2 не попадает в область перехода зависимости $t_2(t_1, \delta)$ к горизонтальным асимптотам $t_2 = t_0$) величины t_2 , t_1 , δ связаны соотношением

$$t_2 = t_0 - t_1 + \alpha \delta, \quad \text{где} \quad \alpha = (2,5 \pm 0,3)/(h/h_c - 1).$$

Справедливость этого равенства проверялась для значений h/h_c в интервале 1,1 – 1,53. Результаты опытов, проведенных при различных значениях постоянного магнитного поля и при $T = 2,1\text{К}$ тоже описываются этим соотношением с тем же значением α .

Это означает, что при последовательных включениях и выключениях накачки (рис. 2, б), количество магновнов n_k в области $n_k \gg n_{kT}$ зави-

сит от времени действия накачки $t = t_1 + t_2$ и длительности прерывания δ следующим образом

$$n_k(t, \delta) = Af(t_1 + t_2 - \alpha\delta). \quad (2)$$

Поскольку n_k достаточно мало для того, чтобы затухание магненов описывалось линейными уравнениями и достаточно велико по сравнению с n_{kT} , то для затухания магненов справедлив закон $n_k(\delta) = n_0 \exp(-\delta/\tau_M)$. (Это определение τ_M). С другой стороны, затухание описывается функцией f при $t = 0$. Отсюда получим, что $f(x) = A \exp(x/\alpha\tau_M)$. Рост числа магненов описывается функцией f при $\delta = 0$, т. е.

$$n_k(t) = A \exp \left\{ \left(\frac{h}{h_c} - 1 \right) \frac{t}{(2,5 \pm 0,3)\tau_M} \right\}. \quad (3)$$

Инкремент роста этой экспоненты $\xi = \left(\frac{h}{h_c} - 1 \right) / 2,5\tau_M$ в 2,5 раза меньше, чем в формуле (1).

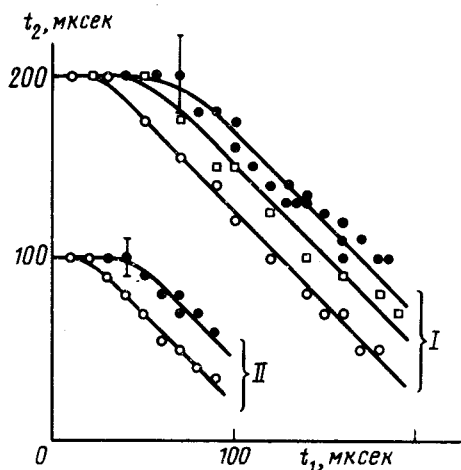


Рис. 3. Зависимость $t_2(t_1)$ при фиксированном δ : $\bullet - \delta = 2 \text{ мксек}$; $\circ - \delta = 1 \text{ мксек}$, $\square - \delta = 1,5 \text{ мксек}$, I - $h/h_c = 1,1 \pm 0,02$, $t_0 = 200 \text{ мксек}$, II - $h/h_c = 1,13 \pm 0,02$, $t_0 = 100 \text{ мксек}$

Несоответствие действительного значения инкремента нарастания ξ величине $\left(\frac{h}{h_c} - 1 \right) / \tau_M$ можно ожидать, предположив наличие взаимо-

действий, хаотизирующих фазу пар магненов, без диссипации самих магненов (например, рассеяние на магнитных неоднородностях [5]). Численное моделирование параметрической неустойчивости при наличии таких взаимодействий (фаза пар магненов через промежутки времени, в среднем равные τ_Φ принимает случайные значения) показало два следствия введения таких процессов: 1) пороговое поле увеличивается: $h_c = h_{c0} F(\tau_M/\tau_\Phi) > h_{c0}$, 2) инкремент нарастания $\xi = \beta(h/h_c - 1)$, однако $\beta = \beta(\tau_M/\tau_\Phi) \geq 1/\tau_M$ - имеется увеличение, а не уменьшение ξ относительно $(h/h_c - 1)/\tau_M$ т. е. эти процессы взаимодействия не могут объяснить наблюдаемого несоответствия. Принимая во внимание первое следствие отметим, что в целом при одинаковой величине h ξ , конечно, уменьшается по сравнению с магнитной системой, в которой процессов, хаотизирующих фазу, нет.

Таким образом, экспериментально установлено, что развитие параметрической неустойчивости является экспоненциальным во времени, однако, инкремент роста отличается от предсказываемого простой моделью (формула 1) и моделью, учитывающей особенности рассеяния на магнитных неоднородностях.

Я благодарен П.Л.Капице за интерес к работе, А.С.Боровику-Романову, Л.А.Прозоровой и А.П. Мещеркину за неоднократные полезные обсуждения.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 декабря 1977 г.

Литература

- [1] В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С.Старобинец. ЖЭТФ, 59, 1200, 1970.
 - [2] В.В.Кведер, Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, 63, 2205, 1972.
 - [3] Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, 65, 2470, 1973.
 - [4] Л.А.Прозорова, А.И.Смирнов. ЖЭТФ, 61, 1952, 1974.
 - [5] В.Е.Захаров, В.С.Львов. ФТТ, 14, 2913, 1972.
-