

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ОГРАНИЧЕНИЯ АМПЛИТУДЫ СПИНОВЫХ ВОЛН ПРИ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ НАКАЧКЕ

В. Е. Захаров, В. С. Львов и С. С. Старобинец

Известно, что спиновые волны могут взаимодействовать с однородным переменным магнитным полем $h_p(t) = h_p e^{i\omega_p t}$, параллельным намагниченности [1]. Гамильтониан этого взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{H}_p = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} V_{\mathbf{k}} (h_p^+(t) a_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}} + h_p(t) a_{\mathbf{k}}^+ a_{-\mathbf{k}}^+), \quad (1)$$

где $a_{\mathbf{k}}$ — нормальные переменные, $V_{\mathbf{k}}$ характеризует взаимодействие с полем накачки.

При $h_p V_{\mathbf{k}} > \gamma_{\mathbf{k}}$ в системе экспоненциально нарастают пары волн $a_{\mathbf{k}}$, $a_{-\mathbf{k}}$ с $\omega_{\mathbf{k}} = \frac{\omega_p}{2}$ [2]. Эти пары имеют сумму фаз $\varphi_{\mathbf{k}}$ такую, что поток энергии от накачки $P_h = \omega_p h_p V_{\mathbf{k}} |a_{\mathbf{k}}|^2 \sin \varphi_{\mathbf{k}}$ превышает диссипацию $P_{\text{dis}} = \omega_p \gamma_{\mathbf{k}} |a_{\mathbf{k}}|^2$.

Принято считать [2, 3], что амплитуды спиновых волн ограничиваются нелинейным затуханием. В зависимости от положения $\frac{\omega_p}{2}$ в спектре спиновых волн нелинейное затухание обусловлено процессами взаимодействия волн третьего, четвертого и т. д. порядков. При переходе от одного процесса к другому уровень ограничения должен меняться на два-три порядка. Однако, как следует из эксперимента [4], различие амплитуды при этом не превышает нескольких десятков процентов.

В нашей работе показано, что, помимо нелинейного затухания, существует «фазовый» механизм ограничения амплитуды волн за порогом, по эффективности сравнимый с нелинейным затуханием третьего порядка.

Этот механизм не критичен к положению частоты $\frac{\omega_p}{2}$ в спектре спиновых волн.

Физической причиной ограничения является фазовое рассогласование волн с накачкой, возникающее в результате четырехволнового взаимодействия вида

$$\omega_{\mathbf{k}} + \omega_{-\mathbf{k}} = \omega_{\mathbf{k}'} + \omega_{-\mathbf{k}'} = \omega_p. \quad (2)$$

Рассмотрим простую изотропную модель ферромагнетика, в которой $V_{\mathbf{k}}$ и $\gamma_{\mathbf{k}}$ не зависят от \mathbf{k} и гамильтониан взаимодействия спиновых волн имеет вид

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{S}{2} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4} a_{\mathbf{k}_1}^+ a_{\mathbf{k}_2}^+ a_{\mathbf{k}_3} a_{\mathbf{k}_4} \Delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4). \quad (3)$$

В результате действия накачки главные члены в (3) описывают взаимодействие пар друг с другом и

$$\tilde{\mathcal{H}}_{\text{int}} = \frac{S}{2} \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} (2a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}'}^+ a_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}'} + a_{\mathbf{k}}^+ a_{-\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}'} a_{-\mathbf{k}'}) \quad (4)$$

Очевидно, что в стационарном состоянии возбуждены пары с $|\mathbf{k}| = k_0$ и суммой фаз φ_{k_0} , определяемой из условия баланса энергии

$$h_p V \sin \varphi_{k_0} = \gamma \quad (5)$$

Стационарный уровень возбуждения волн $A_{k_0}^2 = \sum_{|\mathbf{k}|=k_0} a_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^+$ следует определить из условия устойчивости состояния по отношению к возникновению пар волн $a_{\mathbf{k}}, a_{-\mathbf{k}}$ с $|\mathbf{k}| \neq k_0$. Поскольку для новых волн накачкой служит не только внешнее поле, но и возбужденные волны с $|\mathbf{k}| = k_0$, поступающий к ним поток энергии есть

$$P = \frac{\partial}{\partial t} (\mathcal{H}_p + \tilde{\mathcal{H}}_{\text{int}}) = \omega_p \text{Im} [(h_p V + SA_{k_0}^2 e^{i\varphi_{k_0}}) \alpha_{\mathbf{k}} \alpha_{-\mathbf{k}}]$$

Устойчивыми будут стационарные состояния, для которых $\max P \leq P_{\text{dis}}$. Это условие выполняется для единственного значения $A_{k_0}^2 = A_0^2$

$$A_0^2 = -\frac{h_p V \cos \varphi_{k_0}}{|S|} \quad (6)$$

при котором инкремент волн возмущения $\nu_{\mathbf{k}} = -\gamma [1 - \cos(\varphi_{\mathbf{k}} - \varphi_{k_0})]$ отрицателен.

Таким образом, взаимодействие (4) спиновых волн приводит к ограничению их амплитуд за порогом на уровне, определяемом из соотношений (5) и (6)

$$A_0^2 = \frac{\sqrt{(h_p V)^2 - \gamma^2}}{|S|} \quad (7)$$

Отметим, что стационарное значение k_0 определяется из условия

$$\omega_{k_0} + 2SA_0^2 = \frac{\omega_p}{2}$$

Оценим мнимую часть продольной восприимчивости

$$\chi'' \simeq \frac{gA_0^2}{h_p} \quad (8)$$

При большом превышении мощности над порогом ($h_p V \gg \gamma$)

$$\chi'' = \frac{gV}{S} \quad (8')$$

Для иттриевого граната при $\omega_p = 2\pi \cdot 10^{10}$ сек.⁻¹, $S \simeq \frac{g}{M} \omega_M = 4\pi g^2 [5]$,

$V = \frac{g\omega_M}{\omega_p} \simeq 10^{-1} g$ (g — гиромагнитное отношение).

Подставляя эти значения в (8), получим $\chi'' \sim 10^{-2}$, что по порядку величины совпадает с экспериментальным значением $\chi''_{\text{эксп.}} = 2 \cdot 10^{-2}$ для иттриевого граната.

Л и т е р а т у р а

- [1] М. И. Каганов, В. М. Цукерник. ЖЭТФ, 37, 823, 1959.
- [2] E. Schlömann. J. Appl. Phys., 33, 527, 1962.
- [3] P. Gottlieb, H. Suhl. J. Appl. Phys., 33, 1508, 1962.
- [4] J. Green, E. Schlömann. J. Appl. Phys., 33, 1358, 1962.
- [5] В. Е. Захаров, В. С. Львов, С. С. Старобинец. Препринт ИЯФ
СОАН СССР, № 227, 1968.

Институт полупроводников
АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
31 марта 1969 г.