

О НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

В.А. Колманов, В.С. Львов, М.И. Широков

Недавно было обнаружено и исследовано явление параметрического возбуждения спиновых волн (СВ) в антиферромагнетиках с анизотропией типа "легкая плоскость" (АФМ-ЛП) — Cs MnF_3 [1 – 3], MnCO_3 [4 – 7]. Линейной теории этого явления, позволяющей вычислить пороговую амплитуду h_{th} СВЧ магнитного поля (накачки), посвящены работы [8–10].

В настоящей работе показано, что эти эксперименты можно естественно объяснить в рамках нелинейной теории, учитывающей взаимодействие параметрически возбужденных волн между собой [11– 12]. Основным моментом теории является представление о "спаривании" — фазовой корреляции волн в парах $\pm \mathbf{k}$, возникающей под действием накачки. Спаривание приводит к резкому усилению взаимодействия пар по отношению к взаимодействию индивидуальных волн. Это позволяет упростить гамильтониан задачи до вида:

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} \left\{ \left[\omega_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}'} T_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} |a_{\mathbf{k}'}|^2 \right] a_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^* + \frac{1}{2} \left[\left(h V_{\mathbf{k}} e^{-i\omega_p t} + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}'} S_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} a_{\mathbf{k}'} a_{-\mathbf{k}'} \right) a_{\mathbf{k}}^* a_{-\mathbf{k}}^* + \text{к.с.} \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь канонические переменные $a_{\mathbf{k}}$ — комплексные амплитуды бегущих волн, $\omega_{\mathbf{k}}$ — их закон дисперсии, h — амплитуда пространственно однородного СВЧ поля накачки.

В рамках описанного приближения удалось достичь хорошего качественного и количественного согласия с широкой совокупностью экспериментальных фактов по параметрическому возбуждению СВ в ферромагнетиках [13 – 15]. Специфика АФМ-ЛП заключается в необходимости учитывать взаимодействие СВ низкочастотной ветви спектра и поля накачки с колебаниями (однородной прецессии, ОП) высокочастотной ветви. Однако в типичной экспериментальной ситуации, когда колебания ОП происходят на частоте ω_p , далекой от ее резонанса Ω_0 , это усложнение не принципиально: в уравнениях движения для ОП можно ограничиться линейным по ее амплитуде приближением и, разрешив их, исключить ОП из гамильтониана задачи. Такая процедура приводит к перенормировке коэффициентов гамильтониана (1): $T_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \rightarrow \tilde{T}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$, $V_{\mathbf{k}} \rightarrow \tilde{V}_{\mathbf{k}}$, $S_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \rightarrow \tilde{S}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$.

Эти коэффициенты для АФМ-ЛП с учетом обменного зеемановского взаимодействия и взаимодействия Дзялошинского имеют следующий вид:

$$\tilde{V}_{\mathbf{k}} = \tilde{V} = \frac{g^2}{2\omega_p} (2H_0 + H_D) \quad (2)$$

$$\tilde{T}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = \tilde{T} = \tilde{S}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = \tilde{S} = -\frac{g^2 H_E}{2\omega_p M_0} H_0 (4H_0 + H_D) \quad (2)$$

Здесь H_0 – внешнее поле, H_D – поле Дзялошинского, H_E – обменное поле, M_0 – намагниченность подрешетки, g – гиромангнитное отношение ($g \approx 2\pi \cdot 2,8 \text{ МГц/э}$). В соответствии с традицией мы не учитывали малое диполь-дипольное взаимодействие и получили, что коэффициенты гамильтониана (2) не зависят от волновых векторов.

Как было показано в работе [12], интегральные характеристики системы параметрических спиновых волн сравнительно мало чувствительны к виду зависимости декремента затухания СВ $\gamma_{\mathbf{k}}$ от \mathbf{k} , поэтому для получения качественных результатов мы будем считать $\gamma_{\mathbf{k}} = \gamma$. Тогда уравнения движения для параметрических СВ

$$i \left(\frac{\partial a_{\mathbf{k}}}{\partial t} + \gamma_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} \right) = \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta a_{\mathbf{k}}^*} \quad (3)$$

не содержат угловых зависимостей и легко решаются [11, 12]. В стационарном состоянии СВ изотропно распределены по "резонансной поверхности" (сфере): $\omega_{\mathbf{k}} + 2\tilde{T} \sum_{\mathbf{k}'} |a_{\mathbf{k}'}|^2 = \omega_p/2$ все фазы пар равны между собой

$$\phi_{\mathbf{k}} + \phi_{-\mathbf{k}} = \arcsin(\gamma/h\tilde{V}) \quad (4)$$

а интегральная амплитуда пар просто зависит от надкритичности:

$$\sum_{\mathbf{k}} |a_{\mathbf{k}}|^2 = \sqrt{(h\tilde{V})^2 - \gamma^2} / |\tilde{S}|. \quad (5)$$

В традиционном эксперименте [1 – 7] изучается нелинейная восприимчивость АФМ-Х, определяемая равенством $m_x(\omega_p) = \chi \cdot h_x(\omega_p)$, где m_x – продольная составляющая намагниченности на частоте накачки $-\omega_p$.

Используя формулы (2, 4, 5), можно показать, что

$$\chi = \chi' + i\chi'' = \chi_0 + 2\sum_{\mathbf{k}} \tilde{V}_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}} / h\omega_p = \chi_0 + 2\tilde{V}^2(-p + 1 + i\sqrt{p-1}) / |\tilde{S}|_p. \quad (6)$$

$$2\tilde{V}^2 / |\tilde{S}| = \chi_0 (H_D + 2H_0)^2 / H_0 (4H_0 + H_D),$$

где χ_0 – линейная восприимчивость АФМ-ЛП, совпадающая вдали от резонанса со статической восприимчивостью M_0/H_{ex} ; $p = h^2/h_{th}^2$ – надкритичность.

Подчеркнем, что полученное выражение не содержит явным образом затухания $\gamma_{\mathbf{k}}$, природа которого еще не выяснена, и поэтому допускает непосредственное сравнение с экспериментом.

В настоящее время В.В.Кведер и Л.А.Прозорова провели подробные экспериментальные исследования, в которых изучалась зависимость χ' и χ'' от p (см. следующую статью в данном номере. [16]). Целый ряд полученных в этой работе результатов верно описывается формулой (6): восприимчивости ($\chi_0 = \chi'$) и χ'' одного порядка величины со ста-

тической восприимчивостью $\chi_0 \approx 10^{-3} + 10^{-4}$, причем разность $(\chi'' - \chi_0)$, описывающая нелинейную расстройку частоты резонатора, отрицательна при всех полях H_0 .

В соответствии с (6) в кристалле $\text{CsMnF}_3 (H_D = 0)$ зависимость χ от H_0 практически не наблюдается, а в $\text{MnCO}_3 (H_D = 4,4 \text{ кэ})$ с ростом H_0 χ'' убывает. Качественно совпадает и форма кривых $\chi''(p)$, максимум относительного поглощения χ'' в эксперименте приходится на превышения $p_m \approx 3 + 5 \text{ dB}$ (по формуле (6) $p_m = 3 \text{ dB}$). Некоторое количественное расхождение теоретических и экспериментальных значений χ'' , по-видимому связано с тем, что мы не учитывали диполь-дипольное взаимодействие, которое приводит к зависимости γ_k и S_{kk} от волновых векторов. Кроме того, существенную роль должно играть взаимодействие параметрически возбужденных СВ с тепловыми, приводящее к зависимости затухания параметрических СВ от их амплитуды, что наблюдается экспериментально [5, 6].

Результаты настоящей работы показывают, что представление о спаривании возбужденных спиновых волн должно служить основой для понимания явлений, возникающих на нелинейной стадии развития параметрической неустойчивости в АФМ-ЛП.

Нам приятно поблагодарить А.С.Боровика-Романова, В.Е.Захарова, Л.А.Прозорову и Б.Я.Котюжанского за обсуждение работы и полезные замечания.

Поступила в редакцию
18 января 1974 г.
После переработки
22 апреля 1974 г.

Литература

- [1] M.H.Seavey. J. Appl. Phys., **40**, 1597, 1969.
- [2] M.H.Seavey. Phys. Rev. Lett., **23**, 132, 1969.
- [3] Л.А.Прозорова, А.С.Боровик-Романов. Письма в ЖЭТФ, **10**, 316, 1969.
- [4] Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова. Письма в ЖЭТФ, **13**, 430, 1971.
- [5] Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, **62**, 2199, 1972.
- [6] В.В.Кведер, Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, **63**, 2205, 1972.
- [7] В.И.Ожогин, А.Ю.Якубовский. ЖЭТФ, **63**, 2155, 1972.
- [8] В.И.Ожогин. ЖЭТФ, **48**, 1307, 1965.
- [9] В.И.Ожогин. ЖЭТФ, **58**, 2079, 1970.
- [10] A.Platzker, F.R.Morgen thaler, J. Appl. Phys., **41**, №3, 1970.
- [11] В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С.Старобинец. ФТТ, **14**, 1972.
- [12] В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С.Старобинец. ЖЭТФ, **59**, 1200, 1970.
- [13] В.В.Зауткин, В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.Л.Мушер, С.С.Старобинец. ЖЭТФ, **62**, 1782, 1972.
- [14] В.С.Львов, Л.С.Мушер, С.С.Старобинец. ЖЭТФ, **64**, 3, 1973.
- [15] В.В.Зауткин, В.С.Львов, С.С.Старобинец. ЖЭТФ, **63**, 531, 1972.
- [16] В.В.Кведер, Л.А.Прозорова. Письма в ЖЭТФ, **19**, 683, 1974.