[16] Шульга Ю.М., Моравский А.П., Лобач А.С., Рубцов В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. № 2. С. 137–140.
[17] Hansen P.L., Fallon P.J., Kratschmer W. // Chem. Phys. Lett. 1991. V. 181. N 4. P. 367–370.
[18] Dravid V.P., Lin S., Kappes M.M. // Chem. Phys. Lett. 1991. V. 185. N 1,2. P. 75–81.
[19] Kratschmer W., Lamb L.D., Fostiropoulos K., Huffman D.R. // Nature. 1990. V. 347. P. 354–356.
[20] Pfluger J.P., Fink J., Weber W. at al. // Phys. Rev. 1984. V. B30. N 3. P. 1155-1163.
[21] Шульга Ю.М., Рубцов В.И., Дулинец Ю.Ч. и др. // Поверхность. 1989. № 12. С. 110–117.

Институт химической физики РАН
Черноголовка
Московская обл.

Поступило в Редакцию
2 ноября 1992 г.

© *Физика твердого тела, том 35, № 4, 1993*
Solid State Physics, vol. 35, N 4, 1993

ПАРАЛЛЕЛЬНАЯ НАКАЧКА МАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В УСЛОВИЯХ МОДУЛЯЦИИ ИХ СПЕКТРА

В.Л.Сафонов

Мощным инструментом исследования спиновых волн и магнитоупругих волн в магнетиках служит метод параметрического резонанса [1–3]. Переменное магнитное поле $h \cos \omega_p = t$ при достижении критической амплитуды $h_{c0} = \gamma_k / V_k$ (γ_k — скорость релаксации, V_k — коэффициент связи волн с полем накачки) вызывает экспоненциальный рост числа пар волн половинной частоты с $\omega_k = \omega_{-k} = \omega_{\mathrm{p}}/2$. Порог h_{c} указанного процесса возрастает, если условие резонанса нарушается [4,5] модуляцией спектра волн либо от внешнего источника, либо за счет магнитных флуктуаций, нарастающих в образце по мере приближения к точке фазового перехода.

Ранее в [6] нами был проведен расчет h_{c} в условиях шумовой и гармонической ($H_m \cos \omega_m$) модуляций. Однако, результаты [6] ограничены снизу областью частот, меньших γ_k, в которой пакет параметрических волн начинает "отслеживать" изменения спектра [7,8]. Поскольку реакция параметрической системы на низкочастотное воздействие представляет самостоятельный интерес, в настоящем сообщении мы обобщим выражение для h_c на эту область, кроме того, приведем формулы, необходимые для расчета свойств запорогового состояния системы в условиях шумовой модуляции.

Будем исходить из системы уравнений модифицированной S-теории [8], записанной в виде

$$\frac{d}{d\tau}\theta + b \sin \theta = \Delta(\tau) - \langle \Delta(\tau) \rangle - r_s N, \tag{1а}$$

$$\frac{d}{d\tau} In(N) = b \cos \theta - 1 - \eta N. \tag{1б}$$

Здесь θ — угол расфазировки между вынужденными колебаниями среды и полем накачки; N — число параметрических волн на одну ячейку; $b = h/h_{c0}$; $\tau = 2\gamma_k t$; η — коэффициент нелинейного затухания; $\Delta \equiv \equiv [\omega_p/2 - \tilde{\omega}_k(\tau)]/\gamma_k$; $\tilde{\omega}_k = \omega_k + \gamma_k[2r_T N + a\cos\Omega\tau + \xi(\tau)]$ — перенормированный спектр; $r_s \equiv S_k/\gamma_k; r_T \equiv T_k/\gamma_k$; S_k, T_k — коэффициенты нелинейного волнового взаимодействия; $\Omega \equiv \omega_m/2\gamma_k$; $a \equiv V_k H_m/\gamma_k$; V_k — эффективный коэффициент связи возбуждаемых волн с полем модуляции. Предполагаем, что случайный процесс $\xi(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \xi_\omega \exp(i\omega t)d\omega$ имеет равное нулю среднее и известный спектр шума $G(\omega) = \xi_\omega \xi_{-\omega}$, характерная область частот которого много ниже частоты накачки. Угловые скобки в (1а) означают естественное предположение о том, что с полем накачки лучше всего связан "центр тяжести" пакета параметрических волн [8]. Система реагирует на отклонения от интегральных параметров, сформированных модами, находящимися в точном резонансе с накачкой и вышедшими из него. Мы ограничимся простейшей моделью с

$$\langle f(\tau)\rangle \equiv (1/\tau_0)\int_0^\infty f(\tau-\tau)\exp(-\tau_1/\tau_0)d\tau_1,$$

где $\tau_0 \equiv 2\gamma_k t_0$, t_0 — характерное время подстройки возбужденных волн под внешнее воздействие.

1) При расчете порога параметрического резонанса членами $\sim N$ в правых частях (1а), (1б) можно пренебречь. Тогда для малых отклонений фазы из (1а) имеем (здесь $b \equiv h_c/h_{c0}$)

$$\theta = \theta_1 + A\cos\Omega\tau + B\sin\Omega\tau, \tag{2}$$

$$A = \frac{(\Omega\tau_0)^2}{(\Omega\tau_0)^2+1}(1-1/b\tau_0)ab/(\Omega^2+b^2),$$

$$B = \frac{(\Omega\tau_0)^2}{(\Omega\tau_0)^2+1}(1-b/\tau_0\Omega^2)a\Omega/(\Omega^2+b),$$

$$\theta_1 = \exp(-b\tau)\int_{-\infty}^{\infty}\xi_\omega\frac{\exp[(b+i\omega)t]}{b+i\omega}\left(\frac{i\omega\tau_0}{i\omega\tau_0+1}\right)d\omega.$$

Условие на порог следует из (1б)

$$b = 1/\overline{\cos\theta} \simeq 1/(1-\frac{1}{2}\overline{\theta}^2), \tag{3}$$

где

$$\overline{f} \equiv \lim_{T\to\infty}\left[\frac{1}{2T}\int_{-T}^{T} f(\tau)d\tau\right].$$

Подставляя (2) в (3), получаем

$$b = \left\{1 - \frac{a^2}{4(\Omega^2+b^2)}\frac{(\Omega\tau_0)^2}{(\Omega\tau_0)^2+1} - \right.$$

$$-\frac{\pi}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{G(\omega)}{\omega^2+b^2}\frac{(\omega\tau_0)^2}{(\omega\tau_0)^2+1}d\omega\Bigg\}^{-1}. \qquad (4)$$

При $\tau_0 \to$ эта формула сводится к аналогичной из работы [6].

Перепишем уравнение (4) для случая только шумовой модуляции с прямоугольным спектром шума, $G(\omega) = G_0$ при $|\omega| \geqslant \omega_*$ и $G(\omega) = 0$ при $|\omega| > \omega_*$, где ω_* — частота края. В результате имеем

$$b = \left\{1 - \frac{\pi G_0 \tau_0}{(b\tau_0)^2 - 1}\left[b\tau_0 arctg(\omega_*/b) - \mathrm{arctg}(\omega_*\tau_0)\right]\right\}^{-1}. \qquad (5)$$

При $\omega_* \gg b$, τ_0^{-1} и $G_0 = 2D/\pi^2\gamma_k$, где D — спектральная плотность шума, получаем

$$h_c V_k = \frac{1}{2}\left\{\gamma_k + D - 1/2t_0 + \left[(\gamma_k + D + 1/2t_0)^2 - 2D/t_0\right]^{1/2}\right\}. \qquad (6)$$

При $t_0 \gg (2\gamma_k)^{-1}$ и $t_0 \ll (2D)^{-1}$, $(2\gamma_k)^{-1}$ шумовая модуляция аддитивным образом увеличивает порог параметрического резонанса.

2) При анализе запорогового поведения системы (1а), (1б) мы ограничимся случаем, когда отклонения $\delta\theta$ и δN, вызванные модулирующим воздействием, невелики по сравнению со значениями θ_0 и N_0 в стационарном состоянии. Тогда из линеаризованных по $\delta\theta$ и δN уравнений (1а), (1б) следует

$$\delta\theta = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\delta\theta_\omega \exp(i\omega\tau)d\omega, \qquad \delta N = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\delta N_\omega \exp(i\omega\tau)d\omega,$$

$$\delta\theta_\omega = (i\omega + \eta N_0)C_\omega/\det, \quad \delta N_\omega = -N_0 b \sin\theta_0 C_\omega/\det, \qquad (7)$$

$$C_\omega = \xi_\omega \frac{i\omega\tau_0}{i\omega\tau_0 + 1}, \quad b\sin\theta_0 = -r_s N_0, \quad b\cos\theta_0 = 1 + \eta N_0,$$

$$\det = (i\omega + b\cos\theta_0)(i\omega + \eta N_0) - N_0 b \sin\theta_0 (r_s + 2r_T)\frac{i\omega\tau_0}{i\omega\tau_0 + 1}).$$

При $\omega \to \infty$ имеем $\delta N_\omega \propto \xi_\omega/\omega^2$ и $\delta N_\omega \propto \omega\xi_\omega$ при $\omega \to 0$.

Используя формулы (7), нетрудно рассчитать, например, модуляционный отклик или нелинейную восприимчивость параметрической системы. Явный вид этих выражений достаточно громоздок, поэтому их детальный анализ имеет смысл проводить в работе, непосредственно связанной с экспериментом.

Список литературы

[1] Львов В.С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987.
[2] Андриенко А.В., Поддъяков Л.В. // ЖЭТФ. 1989. Т.95. № 6. С.2117–2124.
[3] Андриенко А.В., Поддъяков Л.В., Сафонов В.Л. // ЖЭТФ. 1992. Т.101. № 3. С.1083–1099.
[4] Suhl H. // Phys.Rev.Lett. 1961. V.6. N 4. P.174–176.
[5] Зауткин В.В., Львов В.С., Орел Б.И., Старобинец С.С. // ЖЭТФ. 1977. Т.72. № 1. С.272–284.

[6] Сафонов В.Л. // ФТТ. 1992. Т.34. № 1. С.304–306.
[7] Андриенко А.В., Ожогин В.И., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю. // ЖЭТФ. 1985. Т.89. № 6. С.2164–2173.
[8] Андриенко А.В., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю. // ЖЭТФ. 1987. Т.93. № 3. С.907–917.

Институт атомной энергии
им.И.В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
4 ноября 1992 г.

© *Физика твердого тела, том 35, № 4, 1993*
Solid State Physics, vol. 35, N 4, 1993

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ Mg НА КИНЕТИКУ НЕСТАЦИОНАРНОГО ФОТООТКЛИКА КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ИОНАМИ Fe

Е.Л.Лебедева

Известно, что легирование является способом управления фоторефрактивными свойствами кристаллов ниобата лития. Так, примесь Fe^{+3} увеличивает фоторефрактивную (ФР) чувствительность, а примесь более 4.5 мол.% Mg значительно ее уменьшает [1,2]. Для выяснения влияния примеси Mg на ФР эффект в [2] изучались фотогальванический эффект (ФГЭ) и фотопроводимость в стационарном режиме возбуждения. Показано, что легирование Mg не оказывает влияния на ФГЭ. Уменьшение ФР эффекта при легировании Mg авторы связывают с возрастанием фотопроводимости.

В настоящей работе исследовался нестационарный фотоотклик кристаллов $LiNbO_3$:Fe 0.05 мол.% и $LiNbO_3$:Fe 0.05 мол.% Mg 5 мол.%. Кристаллы выращивались из конгруэнтного расплава методом Чохральского. $LiNbO_3$:Fe, Mg выращивался из шихты такого же состава, что и $LiNbO_3$:Fe, с добавлением MgO. Источником излучения служили первая (1.06 мкм) и вторая гармоники (0.53 мкм) лазера на АИГ: Nd^{3+}. Длительность лазерного импульса 15 нс, частота повторения импульсов 12.5 Гц, интенсивность падающего излучения до 10^8 Вт/см^2. Кристаллы вырезались вдоль кристаллофизических осей x, y, z. Фотоотклик регистрировался конденсаторным методом. Временно́е разрешение регистрирующего устройства 10^{-9} с. Измерялась импульсная разность потенциалов, возникающая на обкладках конденсатора с исследуемым кристаллом вдоль оси z, которая индуцируется поляризованной лазерным излучением областью кристалла. Исследовались зависимости формы фотоотклика от интенсивности и длины волны падающего излучения, а также от зарядового состояния примеси Fe. Изменение зарядового состояния примеси Fe достигалось отжигом в вакууме и атмосфере кислорода. Измерения проводились при комнатной температуре и температуре жидкого азота.

На длине волны 0.53 мкм передний фронт фотоотклика кристалла нарастал по интегралу от лазерного импульса (рис. 1) с последующим