[5] Sobolev V. V., Shutov S. D., Popov Yu. V., Shestatskii S. N. // Phys. St. Sol. 1968. V. 30. N 1. P. 349—355.
[6] Taniguchi K., Moritani A., Hamaguchi C., Nakai J. // Surf. Sci. 1973. V. 37. N 2. P. 562—575.
[7] Grasso V., Mondio G., Saita G. // Nuovo Cimento B. 1975. V. 26. N 1. P. 233—242.

Институт прикладной физики АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
15 марта 1989 г.

УДК 539.143.43

Физика твердого тела, том 31, в. 10, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 10, 1989

НЕРЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ОДНОИМПУЛЬСНОГО ЭХА В НЕОДНОРОДНО-УШИРЕННЫХ СПИН-СИСТЕМАХ

В. С. Кузьмин, А. П. Сайко

Недавно в [1] численными расчетами было подтверждено высказанное ранее [2] утверждение о возможности генерации одноимпульсного эха (ОЭ) после возбуждения хановской спиновой системы одиночным протяженным электромагнитным импульсом, несущая частота ω которого не совпадает с резонансной частотой спинов. Расчеты [1] проводились для случая, когда частота Раби ω_1 приблизительно равнялась неоднородной ширине линии σ, а площадь возбуждающего импульса полагалась достаточно большой $\omega_1\tau \gg 1$ (τ — длительность импульса). Проделать подробный анализ условий возбуждения ОЭ оказалось затруднительным в связи с невозможностью получения аналитических выражений для намагниченности системы при усреднении по контуру неоднородно-уширенной линии. К настоящему времени ОЭ наблюдалось экспериментально во многих магнитных материалах [2, 3], поэтому представляет интерес выяснение условий его формирования и определение границ применимости модели нерезонансного возбуждения ОЭ [2]. Настоящая заметка и посвящена этому вопросу.

Выражение для v-компоненты намагниченности спиновой системы, возникающей после возбуждения одним импульсом на частоте $\omega \neq \omega_0$ (ω_0 — центральная частота неоднородно-уширенной линии), можно записать в виде

$$v(t) = v_0\omega_1 \int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\Delta g(\Delta - \delta)\left[\frac{\sin\beta\tau}{\beta}\cos\Delta(t-\tau) + \frac{\Delta}{\beta^2}\cos\beta\tau\sin\Delta(t-\tau) - \right.$$
$$\left. - \frac{1}{\beta^2}\sin\Delta(t-\tau)\right] \equiv \mathcal{J}_1 + \mathcal{J}_2 + \mathcal{J}_3, \quad t > \tau, \tag{1}$$

где $\beta = (\Delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}$, $\delta = \omega_0 - \omega$, $g(x)$ — функция формы неоднородно-уширенной линии.

Проанализируем (1) на временно́м интервале $\tau \leqslant t \leqslant 2\tau$. Интеграл $\mathcal{J}_3$ берется по теории вычетов и состоит из суммы двух членов: экспоненциально затухающего со скоростью ω_1 и осцилляционно-релаксационного с частотой осцилляций δ и скоростью спада σ. Однако наиболее интересная информация содержится в $\mathcal{J}_1$ и $\mathcal{J}_2$. Оказывается, что поведение интегралов $\mathcal{J}_1$ и $\mathcal{J}_2$ почти на всем интересующем нас интервале времени достаточно хорошо аппроксимируется главным членом (пропорциональным $(\omega_1\tau)^{-1/2}$) их асимптотического разложения при $\omega_1\tau \gg 1$. Получающееся при этом простое аналитическое выражение определяет не только временно́е поведение отклика, но и позволяет непосредственно проанализировать его свойства в различных экспериментальных условиях.

Действительно, известные методы получения асимптотических оценок интегралов [4] позволяют записать

$$\mathcal{J}_1+\mathcal{J}_2\approx v_0\sqrt{2\pi\omega_1}\,\frac{(2\tau-t)^{3/4}}{\tau t^{1/4}}\,[g\,(\omega_1 t^*-\delta)+$$
$$+g\,(\omega_1 t^*+\delta)]\cos\left(\omega_1\sqrt{t\,(2\tau-t)}-\frac{\pi}{4}\right)+0\left(\frac{1}{\omega_1\tau}\right),\quad \tau\leqslant t\leqslant 2\tau, \tag{2}$$

где $t^*=(t-\tau)\,[t\,(2\tau-t)]^{-1/2}$. Отметим, что формула (2) в частном случае бесконечно широкой неоднородной линии ($g\,(x)=\mathrm{const}$) совпадает с аналогичным асимптотическим выражением для осциллирующей индукции, полученным иным путем в [5].

Формула (2) приводит к ряду следствий. Так, например, для $\delta>0$ (или $\delta<0$) зависящий от времени множитель, стоящий перед косинусом, имеет максимум на интервале $\tau\leqslant t\leqslant 2\tau$ в соответствии с поведением функции распределения $g\,(\omega_1 t^*-\delta)$ (или $g\,(\omega_1 t^*+\delta)$), дающей максимальный вклад при $\omega_1 t^*-|\,\delta\,|=0$, откуда и находим момент формирования нестационарного отклика ОЭ [1, 2]

$$t_{\text{ОЭ}}=\tau+\tau\,|\,\delta\,|/(\omega_1^2+\delta^2)^{1/2}. \tag{3}$$

В частном случае лоренцевской линии можно учесть вклад от функции распределения для обоих смещенных относительно друг друга значений аргумента, что дает

$$t_{\text{Э}}=\tau+\tau\,\{1+\omega_1^2/[\delta^2+(\sqrt{\delta^2+\sigma^2}-\delta)^2]\}^{-1/2}. \tag{4}$$

Выражение (4) сводится к (3) для $\delta\gg\sigma$ [1, 2]. Фаза, одинаковая для всех спиновых пакетов в момент формирования ОЭ (4), равняется $\varphi=-\omega_1^2\tau\,[\omega_1^2+\delta^2+(\sqrt{\delta^2+\sigma^2}-\delta)^2]^{-1/2}$ и при $\delta\gg\sigma$ опять же совпадает с результатом [2].

Обсудим теперь зависимость $v\,(t_э)$ от параметров ω_1, σ, δ. При $\sigma>\omega_1$, δ $v\,(t_э)\sim v_0\,\omega_1^2/\sigma^{3/2}\delta\tau^{1/2}$, а при $\delta>\omega_1$, σ $v\,(t_э)\sim v_0\omega_1^2/\sigma^3\delta^{3/2}\tau^{1/2}$. Оптимальные условия наблюдения ОЭ можно получить из соображения, что сигнал должен быть достаточно интенсивным и узким. Для лоренцевской функции распределения выражение в квадратных скобках в (2), в момент времени $t=t_э$, равное $\sigma/2\pi\delta\,(\sqrt{\delta^2+\sigma^2}-\delta)$, имеет максимальное значение $(\pi\sigma)^{-1}$ при $\delta\gg\sigma$. Тогда условие нахождения ОЭ вблизи $t=2\tau$ требует неравенства $\delta>\omega_1$. При таких ограничениях $v\,(t_э)\sim v_0\omega_1^2/\sigma\delta^{3/2}\tau^{1/2}$, откуда ясно, что необходимо удовлетворить условию $\omega_1\gg\sigma$ (помимо неравенств $\delta>\sigma$, ω_1) для получения максимального сигнала ОЭ.

Соображения, аналогичные вышеприведенным, можно высказать и по отношению к генерации так называемого «краевого» эха, наблюдавшегося в ИК диапазоне [6] с помощью методики штарковского переключения одноимпульсного нерезонансного возбуждения оптических двухуровневых частиц.

Таким образом, наличие большого параметра $\omega_1\tau$ в задаче о нерезонансном возбуждении неоднородно-уширенной спиновой системы протяженным импульсом позволяет получить асимптотическое выражение для нестационарной намагниченности, из которого непосредственно следует вывод о возможности ОЭ и определяется время его формирования (что согласуется с качественными оценками и численными расчетами других авторов [1, 2]); кроме того, становится возможным проанализировать аналитически различные экспериментальные условия наблюдения ОЭ.

Список литературы

[1] Чекмарев В. П., Малышев В. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1570—1572.
[2] Чекмарев В. П., Куркин М. И., Голощапов С. И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 5. С. 1675—1684.

[3] Боровик-Романов А. С., Буньков Ю. М., Думеш Б. С., Куркин М. И., Петров М. П., Чекмарев В. П. // УФН. 1984. Т. 142. № 4. С. 537—570.
[4] Найфэ А. Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984. 535 с.
[5] Schenzle A., Wong N. C., Brewer R. G. // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. N 3. P. 887—895.
[6] Шумейкер Р. // Лазерная и когерентная спектроскопия. М.: Мир, 1982. С. 235—459.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
20 марта 1989 г.

УДК 548.162.01

Физика твердого тела, том 31, в. 10, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 10, 1989

К ТЕОРИИ ПОЛЯРИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ УЧЕТЕ ФОНОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ

Зл. Койнов

В данной работе мы покажем ошибочность выводов, содержащихся в [1, 2], и выясним причину допущенных ошибок. В этих работах получено, что при учете взаимодействия экситонов с фононами в слоистом кристалле PbI_2 кроме двух традиционных ветвей, в спектре поляритонов появляется еще одна отщепленная ветвь «деформационных» поляритонов. Однако, как сразу видно из рис. 2 и 3 [2], можно найти такие квазиимпульсы в окрестности точки $k=0.04\ \pi/a$, в которых групповая скорость поляритонов обращается в бесконечность.

Поставленную задачу об учете влияния фононной подсистемы на поляритонные состояния в [1, 2] решали методом функции Грина. Существенным для данного подхода является возможность перехода в исходном гамильтониане от фермиевских операторов рождения и уничтожения электрона к бозеевским экситонным операторам. Как показано в [3, 4], такая процедура «бозонизации» может быть выполнена только приближенно. После такой процедуры «бозонизации» (обсуждение применения этого приближения в [1, 2] отсутствует) закон дисперсии перенормированных экситонов E (**k**) определяется решениями уравнения Дайсона

$$\tilde{E} - E(\mathbf{k}) - M(\mathbf{k},\ E) = 0, \tag{1}$$

где M (**k**, E) — массовый оператор экситонов, E (**k**) — энергия исходного экситона. При этом уравнение для M (**k**, E) имеет вид [5]

$$M(\mathbf{k},\ E) = \sum_{\mathbf{q}} V^{(0)}(\mathbf{k},\ \mathbf{q}) \left[\frac{V(\mathbf{k}-\mathbf{q};\ E-\Omega(\mathbf{q});\ \mathbf{k};\ E)\,[1+n_q]}{E-\Omega(\mathbf{q})-E(\mathbf{k}-\mathbf{q})-M(\mathbf{k}-\mathbf{q},\ E-\Omega(\mathbf{q}))} + \right.$$
$$\left. + \frac{V(\mathbf{k}-\mathbf{q};\ E+\Omega(\mathbf{q});\ \mathbf{k};\ E)\,n_q}{E+\Omega(\mathbf{q})-E(\mathbf{k}-\mathbf{q})-M(\mathbf{k}-\mathbf{q},\ E+\Omega(\mathbf{q}))}, \right. \tag{2}$$

где $V^{(0)}$, V — вершинная и полная вершинная часть экситонфононного взаимодействия: n_q — числа заполнения фононов с энергией Ω (q) и квазиимпульсом **q**.

В [1, 2] предполагалось, что можно пренебречь поправками к вершинной части электрон-фононного взаимодействия по сравнению с ее нулевым значением $V^{(0)}$. Как показано в [5], если производная по частоте от массового оператора в первом приближении $M^{(0)}$ значительно меньше единицы, то с небольшой ошибкой можно заменить полную вершинную часть V взаимодействия экситонов с фононами на нулевую $V^{(0)}$. Только тогда уравнение (2) превращается в интегральное уравнение с известным ядром и