

ЭФФЕКТЫ АКУСТИЧЕСКОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ДЛЯ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН

© 2004 г. А. В. Гулаков; С. В. Сазонов, доктор физ.-мат. наук

Калининградский государственный университет, Калининград

E-mail: nst@alg.kaliningrad.ru

Теоретически исследовано распространение продольно-поперечных акустических импульсов в системе резонансных парамагнитных примесей. Показано, что при доминировании поперечной компоненты импульса и распространении вдоль внешнего магнитного поля реализуется режим акустической самоиндуцированной прозрачности. В противоположном пределе реализуется новый солитонный режим, сопровождающийся уменьшением скорости распространения, подобным имеющему место при самоиндуцированной прозрачности. При этом, однако, населенности квантовых зеемановских подуровней остаются практически неизменными, а поперечная компонента импульса испытывает фазовую модуляцию. Проводится тесная параллель с соответствующими оптическими эффектами распространения лазерных импульсов.

Коды OCIS: 270.5530.

Поступила в редакцию 23.03.2004.

Введение

Анализ развития физики когерентных нестационарных явлений свидетельствует, в числе прочего, о том, что такие оптические эффекты, как самоиндуцированная прозрачность (СИП), электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП), спустя несколько лет находили свои акустические аналоги [1–6]. Одно из основных отличий акустических волн в твердом теле от оптических состоит в том, что акустические волны имеют продольно-поперечную структуру, в то время как оптические являются чисто поперечными. Причем в нелинейном режиме продольные и поперечные компоненты акустического импульса взаимодействуют друг с другом, что приводит к обмену энергии между ними. Акустическая самоиндуцированная прозрачность (АСИП) для продольно-поперечных упругих волн в парамагнитном кристалле на системе спинов $S = 1/2$ детально исследовалась в работах [7, 8].

В [8] показано, что описание распространения резонансных продольно-поперечных упругих импульсов в парамагнитном кубическом кристалле может быть при некоторых предположениях сведено к системам материальных и волновых уравнений, интегрируемых с использованием метода обратной задачи рассеяния. Анализ проведен как с использованием приближения медленно меняющейся огибающей (ММО) для поперечной компоненты, так и без использования данного приближения. В последнем случае сделано приближение малой плотности парамагнитных центров. Продольная составляющая импульса в обоих случаях не имеет несущей частоты, т. е. является видеоимпульсом [7, 8].

Как было сказано выше, в качестве объектов взаимодействия с акустическими импульсами в твердом теле рассматривались парамагнитные примеси с эффективным спином $S = 1/2$ [7, 8]. В то же

время хорошо известно, что наиболее сильное взаимодействие с колебаниями кристаллической решетки испытывают парамагнитные центры с эффективным спином $S = 1$ [9]. В качестве примеров последних можно привести ионы Fe^{2+} и Ni^{2+} в кристаллической матрице MgO [2]. Поэтому, с точки зрения экспериментальной проверки теоретических выводов, целесообразным выглядит исследование АСИП для продольно-поперечных упругих импульсов, распространяющихся в системе парамагнитных центров с эффективным спинами $S = 1$. Изучению данного вопроса и посвящена настоящая работа.

Полуклассические уравнения движения

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле $\mathbf{B}$ направлено вдоль оси z , соответствующей оси четвертого порядка кубического парамагнитного кристалла. Вдоль этой же оси распространяется и акустический импульс. В этом случае гамильтониан некоторого спина, взаимодействующего с колебаниями решетки и находящегося в данном поле, имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_s + \hat{V}, \quad (1)$$

где собственный гамильтониан спина

$$\hat{H} = \hbar\omega_0 \hat{S}_z. \quad (2)$$

Здесь $\omega_0 = g\mu_B B/\hbar$ – частота зеемановского расщепления (рис. 1), g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, $\hbar$ – постоянная Планка, гамильтониан $\hat{V}$ спин-фононного взаимодействия представляется квадратичной формой по спиновым операторам [9, 10]

$$\hat{V} = \frac{3}{2} G_{11} \hat{S}_z^2 \frac{\partial U_z}{\partial z} + \frac{1}{2} G_{44} \left[\frac{\partial U_x}{\partial z} (\hat{S}_z \hat{S}_x + \hat{S}_x \hat{S}_z) + \frac{\partial U_y}{\partial z} (\hat{S}_z \hat{S}_y + \hat{S}_y \hat{S}_z) \right], \quad (3)$$

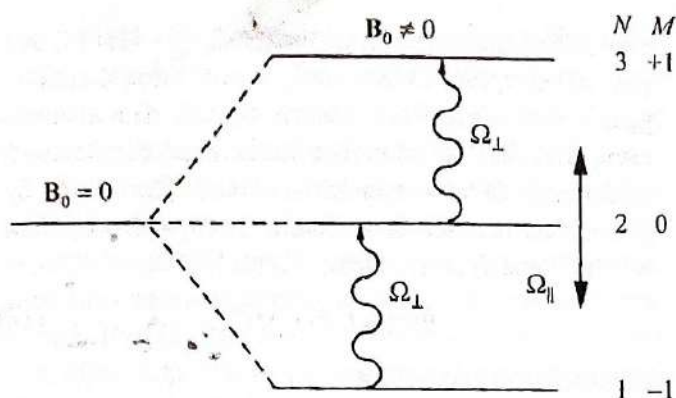


Рис. 1. Схема квантовых переходов при зеемановском расщеплении в трехуровневой системе. N – номер квантового уровня, M – магнитное квантовое число, волнистые линии – квантовые переходы, вызванные поперечной компонентой акустического импульса, двойная стрелка $\leftrightarrow$ соответствует динамическому сдвигу частот данных переходов.

где G_{11} и G_{44} – компоненты тензора спин-фононного взаимодействия, $\hat{S}_j$ ($j = x, y, z$) – спиновые матрицы 3×3 [9], U_x, U_y, U_z – декартовы составляющие вектора U локальных смещений.

Для самосогласованного описания динамики спина и акустических импульсов добавим к (2) и (3) гамильтониан упругого поля. Ниже используем полуклассический подход, согласно которому спины будем описывать квантово-механически, а упругое поле – классическими уравнениями механики сплошной среды. В соответствии с этим гамильтониан упругого поля имеет вид классического функционала [11]

$$H_a = \frac{1}{2} \int \left\{ \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{\rho} + \lambda_{\perp} \left[\left(\frac{\partial U_x}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_y}{\partial z} \right)^2 \right] + \lambda_{\parallel} \left(\frac{\partial U_z}{\partial z} \right)^2 \right\} d^3 r, \quad (4)$$

где ρ – средняя плотность кристалла, p_i ($i = x, y, z$) – компоненты плотности импульса p локальных смещений, $\lambda_{\perp}$ и $\lambda_{\parallel}$ – компоненты модуля упругости среды.

Исходя из классической схемы полуклассического подхода [10], эволюцию спина будем описывать с помощью уравнения для матрицы плотности

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}_s + \hat{V}, \hat{\rho}], \quad (5)$$

а динамику акустического поля – классическими уравнениями Гамильтона для непрерывной среды

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\delta}{\delta U} \left(H_a + \langle \hat{V} \rangle \right), \quad \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\delta}{\delta p} \left(H_a + \langle \hat{V} \rangle \right). \quad (6)$$

Здесь $\langle \hat{V} \rangle = \int n \langle \hat{V} \rangle d^3 r$, n – концентрация парамаг-

нитных центров, $\langle \hat{V} \rangle \equiv \text{Sp}(\rho \hat{V})$ – квантовое среднее гамильтониана взаимодействия. В уравнении (5) мы пренебрегли релаксационными слагаемыми, считая, что длительность импульса меньше всех времен релаксации.

Суммируя все сказанное, после использования (6) и (3) получим

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Omega}_{\perp}}{\partial t^2} - a_{\perp}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\Omega}_{\perp}}{\partial z^2} = \frac{n G_{44}^2}{4 \hbar \rho} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\rho_{32}^* - \rho_{21}^*), \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \Omega_{\parallel}}{\partial t^2} - a_{\parallel}^2 \frac{\partial^2 \Omega_{\parallel}}{\partial z^2} = -\frac{9 n G_{11}^2}{4 \hbar \rho} \frac{\partial^2 \rho_{22}}{\partial z^2}, \quad (8)$$

где $\Omega_{\parallel} = 3 G_{11} \epsilon_{\parallel} / 2 \hbar$, $\tilde{\Omega}_{\perp} = G_{44} \epsilon_{\perp} / 2 \hbar$, поперечная деформация $\epsilon_{\perp}$ и продольная $\epsilon_{\parallel}$ определяются соотношениями $\epsilon_{\perp} \equiv (\epsilon_{xx} + i \epsilon_{yz}) / \sqrt{2}$, $\epsilon_{xx} = \partial U_x / \partial z$, $\epsilon_{yz} = \partial U_y / \partial z$, $\epsilon_{\parallel} = \partial U_z / \partial z$; $a_{\perp} = \sqrt{\lambda_{\perp} / \rho}$ и $a_{\parallel} = \sqrt{\lambda_{\parallel} / \rho}$ – скорости продольного и поперечного звука в отсутствие парамагнитных примесей.

Будем считать, что квазимонохроматическая циркулярно поляризованная поперечная составляющая упругого импульса обладает несущей частотой ω_0 и волновым числом $k = \omega_0 / a_{\perp}$. В соответствии с этим запишем

$$\begin{aligned} \tilde{\Omega}_{\perp} &= \Omega_{\perp} e^{i(\omega_0 t - kz)}, \quad \rho_{32} = R_{32} e^{-i(\omega_0 t - kz)}, \\ \rho_{21} &= R_{21} e^{-i(\omega_0 t - kz)}, \quad \rho_{31} = R_{31} e^{-i(\omega_0 t - kz)}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\Omega_{\perp}$, R_{32} , R_{21} и R_{31} – медленно меняющиеся огибающие. В соответствии с приближением ММО при подстановке (9) в (7) можно пренебречь вторыми производными от $\Omega_{\perp}$ и обеими производными от R_{32} и R_{21} . Подстановка (9) в уравнение (5) с учетом (3) и с сохранением всех слагаемых приведет нас к уравнению для матрицы плотности $\hat{R}$ с размерностью 3×3 , в которой диагональные элементы имеют вид ρ_{33} , ρ_{22} , ρ_{11} , а недиагональные – $R_{32} = R_{23}^*$, $R_{21} = R_{12}^*$, $R_{31} = R_{13}^*$.

Правая часть уравнения (8) содержит медленную (в сравнении с быстроосциллирующими на частоте ω_0 недиагональными элементами $\hat{\rho}$) переменную ρ_{22} . Следовательно, продольная компонента деформации $\epsilon_{\parallel}$ не имеет несущей частоты. Поэтому к уравнению (8) мы не можем применить приближение ММО. Однако редукцию данного уравнения относительно производных можно совершить, используя другое приближение, а именно приближение однонаправленного распространения [10]. В этом случае правая часть уравнения (8), пропорциональная n , считается малым возмущением. В нулевом приближении по n в качестве решений уравнения (8) имеем две волны, бегущие в противоположных направлениях со скоростью $a_{\parallel}$. Отбросим волну, бегущую

против оси z , и будем интересоваться только волной, распространяющейся вдоль данной оси. Это приближение должно хорошо выполняться в глубине парамагнитного образца, давая небольшую погрешность при входе в него на границе раздела. Тогда в первом приближении решение уравнения (8) запишем в виде $\Omega_{\parallel} = \Omega_{\parallel}(\tau, \zeta)$, где локальное время $\tau = t - z/a_{\parallel}$, "медленная" координата $\zeta = \mu z$, μ – малый ($\mu \ll 1$) безразмерный параметр, пропорциональный n . Переходя в (8) к новым переменным τ и ζ , пренебрегая при этом членом $\sim \mu^2$, после интегрирования по τ с учетом нулевых значений деформации и ее производных на бесконечности получим волновое уравнение первого порядка для $\Omega_{\parallel}$.

Суммируя все сказанное после выражения (9), перепишем систему волновых уравнений в виде

$$\frac{\partial \Omega_{\perp}}{\partial z} + \left(\frac{1}{a_{\perp}} - \frac{1}{a_{\parallel}} \right) \frac{\partial \Omega_{\perp}}{\partial \tau} = i\beta_{\perp} (R_{32}^* - R_{21}^*), \quad (10)$$

$$\frac{\partial \Omega_{\parallel}}{\partial z} = -\beta_{\parallel} \frac{\partial \rho_{22}}{\partial \tau}, \quad (11)$$

где $\beta_{\parallel} = 9nG_{11}^2 / 8\hbar\kappa a_{\parallel}^3$, $\beta_{\perp} = n\omega_0 G_{44}^2 / 2\sqrt{2}\hbar\kappa a_{\perp}^3$.

Подчеркнем еще раз, что волновые уравнения для поперечной и продольной составляющих акустического импульса редуцированы от исходной системы второго порядка (7), (8) к системе первого порядка (10), (11) по различным физическим причинам и с использованием различных математических приближений. В (10) комплексная величина $\Omega_{\perp}$ имеет смысл медленно меняющейся огибающей квазимонохроматической поперечной компоненты импульса с несущей частотой ω . В то же время уравнение (11) записано не для огибающей, а непосредственно для продольной составляющей $\Omega_{\parallel}$, которая может вообще не обладать несущей частотой. Уравнение для $\Omega_{\parallel}$ приведено к виду (11) благодаря предположению о малой концентрации резонансных парамагнитных примесей.

Используя (2), (3), (5), перепишем материальные уравнения в матричном виде

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \tau} = -i[\hat{\Omega}, \hat{\rho}], \quad (12)$$

где

$$\hat{\Omega} = \begin{pmatrix} \Omega_{\parallel} + \omega_0 & \Omega_{\perp}^*/2\sqrt{2} & 0 \\ \Omega_{\perp}/2\sqrt{2} & 0 & -\Omega_{\perp}^*/2\sqrt{2} \\ 0 & -\Omega_{\perp}/2\sqrt{2} & \Omega_{\parallel} - \omega_0 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Из выражения (13) видно, что в геометрии Фарадея поперечная компонента акустической волны вызывает каскадные квантовые переходы $1 \leftrightarrow 2$ и $2 \leftrightarrow 3$. В то же время продольная компонента динамическим образом смещает частоты данных переходов (рис. 1).

Исключим из уравнений (10)–(13) материальные переменные с помощью операторного метода Вен-

тцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ) [7]. Из (13) видно, что матрица $\hat{\Omega}$ не коммутирует сама с собой в различные моменты времени. Однако если импульсное воздействие является достаточно коротким, то изменение $\hat{\Omega}$ за время данного воздействия $\Delta\tau$ будет незначительным и можно говорить о приближенной коммутативности. Тогда [7]

$$\hat{R}(\tau) = \hat{U}\hat{R}(t_0)\hat{U}^+, \quad (14)$$

где оператор эволюции

$$\hat{U} = \lim_{\Delta\tau \rightarrow 0} \left[\exp(-i\hat{\theta}) \right], \quad (15)$$

$\hat{\theta} = \int_{t_0}^{t_0+\Delta\tau} \hat{\Omega} d\tau'$ – оператор площади, t_0 – время начала импульсного воздействия.

С укорочением длительности импульса его амплитуда возрастает и система (12), (13) принимает формальный вид линейных уравнений с большими переменными коэффициентами. Данное обстоятельство позволяет здесь говорить о применимости метода ВКБ [12].

Операторную экспоненту можно вычислить по формуле Сильвестра [13], после предельного перехода вида (15) в которой получим

$$\hat{U} = \sum_j \prod_{q \neq j} \frac{\hat{\Omega} - p_q \hat{I}}{p_j - p_q} \exp \left(-i \int_{-\infty}^{\tau} p_j d\tau' \right). \quad (16)$$

Здесь время t_0 формально устремлено к $-\infty$, $\hat{I}$ – единичная матрица, $\{p_j\}$ – спектр собственных значений матрицы $\hat{\Omega}$.

Из соотношения (13) без труда находим $p_1 = \Omega_{\parallel}$, $p_{2,3} = (\Omega_{\parallel} \pm \Omega)/2$, $\Omega = \sqrt{\Omega_{\parallel}^2 + |\Omega_{\perp}|^2}$. Считая, что до импульсного воздействия $R_{\mu\nu}(-\infty) = W_{\mu} \delta_{\mu\nu}$, где $\delta_{\mu\nu}$ – символ Кронекера, W_{μ} ($\mu = 1, 2, 3$) – начальные населенности квантовых зеемановских подуровней, удовлетворяющие условию $W_1 + W_2 + W_3 = 1$, из (10), (11), (13), (14) и (16) после представления $\Omega_{\perp} = |\Omega_{\perp}| \exp(i\varphi)$ получим систему нелинейных интегро-дифференциальных волновых уравнений

$$\frac{\partial |\Omega_{\perp}|}{\partial z} + \left(\frac{1}{a_{\perp}} - \frac{1}{a_{\parallel}} \right) \frac{\partial |\Omega_{\perp}|}{\partial \tau} = -\alpha_{\perp} \frac{|\Omega_{\perp}|}{\Omega} \cos \frac{\theta_{\parallel}}{2} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial \Omega_{\parallel}}{\partial z} = -\alpha_{\parallel} \frac{|\Omega_{\perp}|^2}{\Omega} \sin \theta, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} + \left(\frac{1}{a_{\perp}} - \frac{1}{a_{\parallel}} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \sigma_{\perp} \frac{\Omega_{\parallel}}{\Omega^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (19)$$

где $\hat{\theta}_{\parallel} = \int_{-\infty}^{\tau} \hat{\Omega}_{\parallel} d\tau'$, $\hat{\theta} = \int_{-\infty}^{\tau} \hat{\Omega} d\tau'$, $\alpha_{\perp} = \beta_{\perp}(W_1 - W_3)/\sqrt{2}$, $\sigma_{\perp} = \beta_{\perp}(1 - 3W_2)/\sqrt{2}$, $\sigma_{\parallel} = \beta_{\parallel}(1 - 3W_2)/4$. В выражении (18) принято во внимание то обстоятельство,

что согласно общему свойству решений, найденных с помощью метода ВКБ, коэффициенты при периодических функциях значительно медленнее, чем данные функции, изменяются во времени [12].

Система (17)–(19) описывает нелинейное взаимодействие между длинноволновой продольной и коротковолновой поперечной упругими компонентами посредством резонансных парамагнитных примесей. Из (18) видно, что поперечная компонента способна порождать продольную составляющую. Наличие последней приводит к фазовой модуляции поперечной составляющей. Очевидно, взаимодействие между обеими компонентами будет наиболее эффективным при $a_{\perp} = a_{\parallel}$. Данное равенство выражает собой условие длинно-коротковолнового резонанса типа Захарова–Бенни [10].

Дальнейшее изложение основано на анализе системы уравнений (17)–(19).

Акустическая самоиндуцированная прозрачность

Пусть акустическая волна является чисто поперечной, т. е. $\Omega_{\parallel} = 0$. В этом случае $\Omega = |\Omega_{\perp}|$. Вводя переменную $\theta_{\perp} = \theta/2 = (1/2) \int_{-\infty}^t |\Omega_{\perp}| d\tau'$, из уравнения (17) приходим к хорошо известному в теории АСИП уравнению синус-Гордона

$$\frac{\partial^2 \theta_{\perp}}{\partial z \partial \tau} = -\frac{\alpha_{\perp}}{2} \sin \theta_{\perp}, \quad (20)$$

где $\tau_{\perp} = t - z/v$, полученному в [3] для случая двух-уровневой системы.

Односолитонное решение уравнения (20) имеет вид

$$|\Omega_{\perp}| = 2 \frac{\partial \theta_{\perp}}{\partial t} = \frac{4}{\tau_p} \operatorname{sech} \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right), \quad (21)$$

где скорость распространения в лабораторной системе

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{a_{\perp}} + \frac{\alpha_{\perp}}{2} \tau_p^2, \quad (22)$$

τ_p – длительность солитона огибающей поперечной компоненты.

Выражения для населенностей ρ_{11} и ρ_{33} , полученные из (14) и (16), в общем случае достаточно громоздки. Для их упрощения будем считать температуру T парамагнитного кристалла настолько низкой, что $T \ll \hbar \omega_0/k_B$, где k_B – постоянная Больцмана. При $\omega_0 \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$ имеем $T \ll 1 \text{ К}$. Тогда можно считать, что $W_1 = 1$, $W_2 = W_3 = 1$. В этом случае из (14), (16) и (21) находим

$$\rho_{11} = \tanh^4 \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right).$$

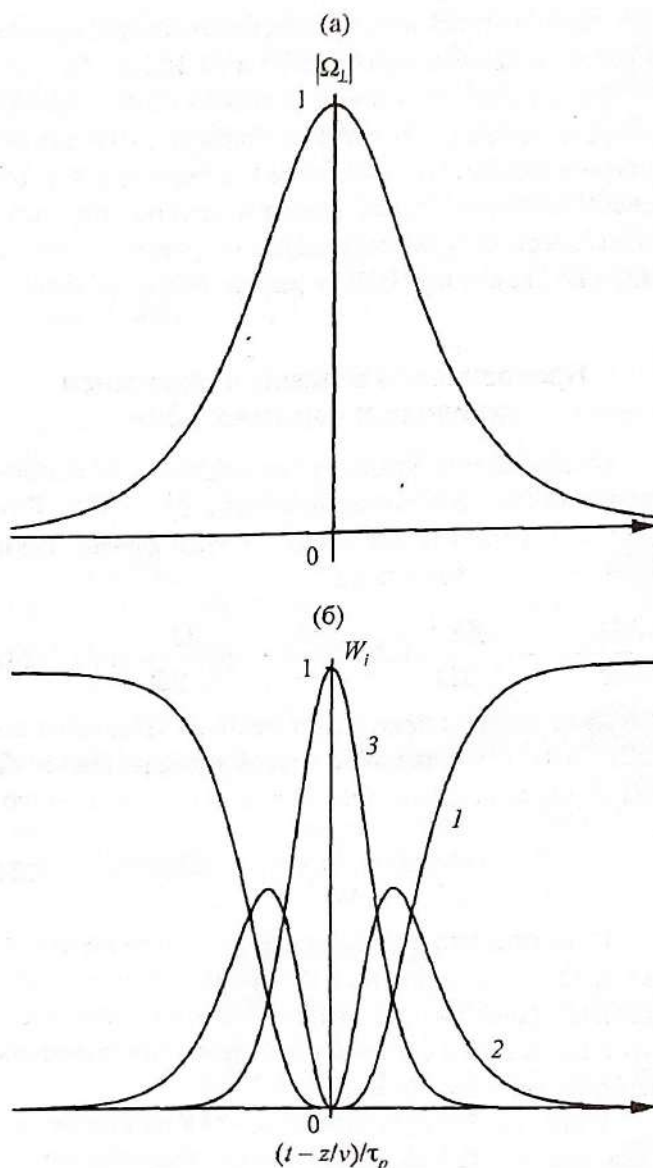


Рис. 2. Бегущие профили $|\Omega_{\perp}|$ (а) и населенностей квантовых уровней в случае $\Omega_{\parallel} = 0$ (б) (режим АСИП). 1 – W_1 , 2 – W_2 , 3 – W_3 .

$$\begin{aligned} \rho_{22} &= \tanh^2 \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right) \operatorname{sech}^2 \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right), \\ \rho_{44} &= \operatorname{sech}^4 \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right). \end{aligned} \quad (23)$$

На рис. 2 представлены бегущие профили $|\Omega_{\perp}|$, а также населенности квантовых уровней. Видно, что в процессе прохождения импульса спины с основного уровня сначала забрасываются на средний, а затем – на третий. Центральной части акустического импульса, где его поперечная компонента максимальна по величине, соответствует состояние среды, при котором все спины сосредоточены на самом верхнем уровне. После прохождения импульса спины возвращаются в основное состояние с помощью каскадных переходов $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Именно процессами возбуждения и последующего девозбуждения сре-

ды обычно объясняется уменьшение скорости распространения импульсов СИП и АСИП [1, 2].

Основными отличиями режимов СИП и АСИП является меньшее замедление скорости в случае акустического импульса, которое составляет всего десятки процента. Также заметим, что площадь импульса, соответствующая данному решению, равна 4π , а не 2π , как при СИП в двухуровневой среде.

Прозрачность в режиме резонанса длинных и коротких волн

Пусть теперь доминирует продольная компонента, так что выполняется условие $\Omega_{\parallel}^2 \gg |\Omega_{\perp}|^2$. Тогда $\theta \approx \theta_{\parallel}$. Пусть также $\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp}$. В этом случае (17) и (18) переписутся в виде

$$\frac{\partial |\Omega_{\perp}|}{\partial z} = -\alpha_{\perp} \frac{|\Omega_{\perp}|}{2\Omega} \sin \theta_{\parallel}, \quad \frac{\partial \Omega_{\parallel}}{\partial z} = -\alpha_{\parallel} \frac{|\Omega_{\perp}|^2}{2\Omega} \sin \theta_{\parallel}. \quad (24)$$

Отсюда после домножения первого уравнения на $2|\Omega_{\perp}|$ и интегрирования с учетом нулевых значений $|\Omega_{\perp}|$ и $\Omega_{\parallel}$ на бесконечности придем к соотношению

$$\Omega_{\parallel} = \frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} |\Omega_{\perp}|^2. \quad (25)$$

Отметим, что аналогичное соотношение между $\Omega_{\parallel}$ и $|\Omega_{\perp}|$ было найдено в [8] при решении задачи о распространении продольно-поперечного акустического импульса в системе парамагнитных примесей с эффективным спином $S = 1/2$.

Из (24) и (25) с учетом того, что в рассматриваемом пределе $\Omega \approx \Omega_{\parallel}$, снова придем к уравнению синус-Гордона

$$\frac{\partial^2 \theta_{\parallel}}{\partial z \partial \tau} = -\alpha_{\perp} \sin \theta_{\parallel}. \quad (26)$$

Данное уравнение совпадает с (20) с точностью до замены $\theta_{\perp} \rightarrow \theta_{\parallel}$, $\alpha_{\perp}/2 \rightarrow \alpha_{\perp}$.

Отсюда, а также из (21) и (25) получим соответствующие односолитонные решения

$$\Omega_{\parallel} = \frac{2}{\tau_p} \operatorname{sech} \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right), \quad (27)$$

$$|\Omega_{\perp}| = \sqrt{\frac{2\alpha_{\perp}}{\alpha_{\parallel}\tau_p}} \operatorname{sech}^{1/2} \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right), \quad (28)$$

$$\delta\omega = \frac{\partial\varphi}{\partial\tau} = -\frac{1}{\tau_p} \operatorname{sech} \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right). \quad (29)$$

Скорость v здесь определяется выражением (22) с точностью до замены $\alpha_{\perp}/2 \rightarrow \alpha_{\perp}$. Отсюда видно, что в пределе доминирования продольной компоненты локальная частота поперечной составляющей испыты-

вает в центре импульса отрицательный сдвиг. Чтобы понять данное обстоятельство, необходимо проанализировать поведение населенностей квантовых уровней, которые, как можно показать, используя (14) и (16), при условии $\Omega_{\parallel}^2 \gg |\Omega_{\perp}|^2$ практически не изменяются. В нашем случае ($T \ll \hbar\omega_0/k_B$) все спины практически остаются в основном состоянии. Возникает это из-за того, что доминирующая продольная компонента выводит поперечную составляющую из резонанса со средой. Задействованный переход $1 \leftrightarrow 2$, как видно из (27) и (13), испытывает отрицательный сдвиг по частоте. В соответствии с этим фазовая модуляция поперечной компоненты приводит к уменьшению в ее центре локальной несущей частоты.

Несмотря на пленение населенностей квантовых уровней, данный режим акустической прозрачности сопровождается практически таким же замедлением скорости распространения, что и в случае доминирования резонансной поперечной компоненты, когда реализуется режим обычной АСИП. Здесь напрашивается некоторая аналогия с эффектом ЭИП, при котором наблюдаются пленение населенностей и значительное уменьшение групповой скорости сигнала [5, 6].

В нашем случае пленение населенностей достигается за счет видеоимпульса продольной волны. Уменьшение скорости распространения зависит исключительно от параметров взаимодействия поперечной волны со спинами. В этой связи назовем рассмотренный эффект акустической продольно-поперечной прозрачностью (АППП).

Механизм замедления распространения здесь можно прояснить на основе анализа закона дисперсии. Действительно, из (14) и (16) видно, что при $\Omega_{\parallel}^2 \gg |\Omega_{\perp}|^2$ недиагональные элементы $\hat{R}$, формирующие закон дисперсии, линейны по малым отклонениям $|\Omega_{\perp}|/\Omega_{\parallel}$, а не квадратичны, как исчезающе малые изменения населенностей. Поэтому влияние парамагнитных примесей на скорость v определяется диагональными элементами $\hat{R}$. Полагая в (26) $\theta_{\parallel} \sim \exp(i\delta\omega t - i\delta k z)$, после линеаризации $\sin \theta_{\parallel} = \theta_{\parallel}$ получим дисперсионное уравнение $\delta k = \delta\omega/a_{\perp} - a_{\perp}/\delta\omega$. Здесь $\delta\omega$ и δk имеют соответственно смысл спектральных сдвигов от несущей частоты ω_0 и волнового числа k . Отсюда найдем для групповой скорости $1/v = d\delta k/d\delta\omega = 1/a_{\perp} + \alpha_{\perp}/(\delta\omega)^2$. Принимая $(\delta\omega)^2 \sim 1/\tau_p^2$, придем к соотношению (22).

На рис. 3 изображены профили продольной $\Omega_{\parallel}^2$, поперечной $|\Omega_{\perp}|^2$ компонент, изменения локальной частоты $\delta\omega$ последней, а также населенности квантовых спиновых уровней. Из сравнения рис. 1 и 3 видны принципиальные различия между режимами АСИП и АППП. Одно из основных различий состоит в динамике спиновых квантовых подуровней: в слу-

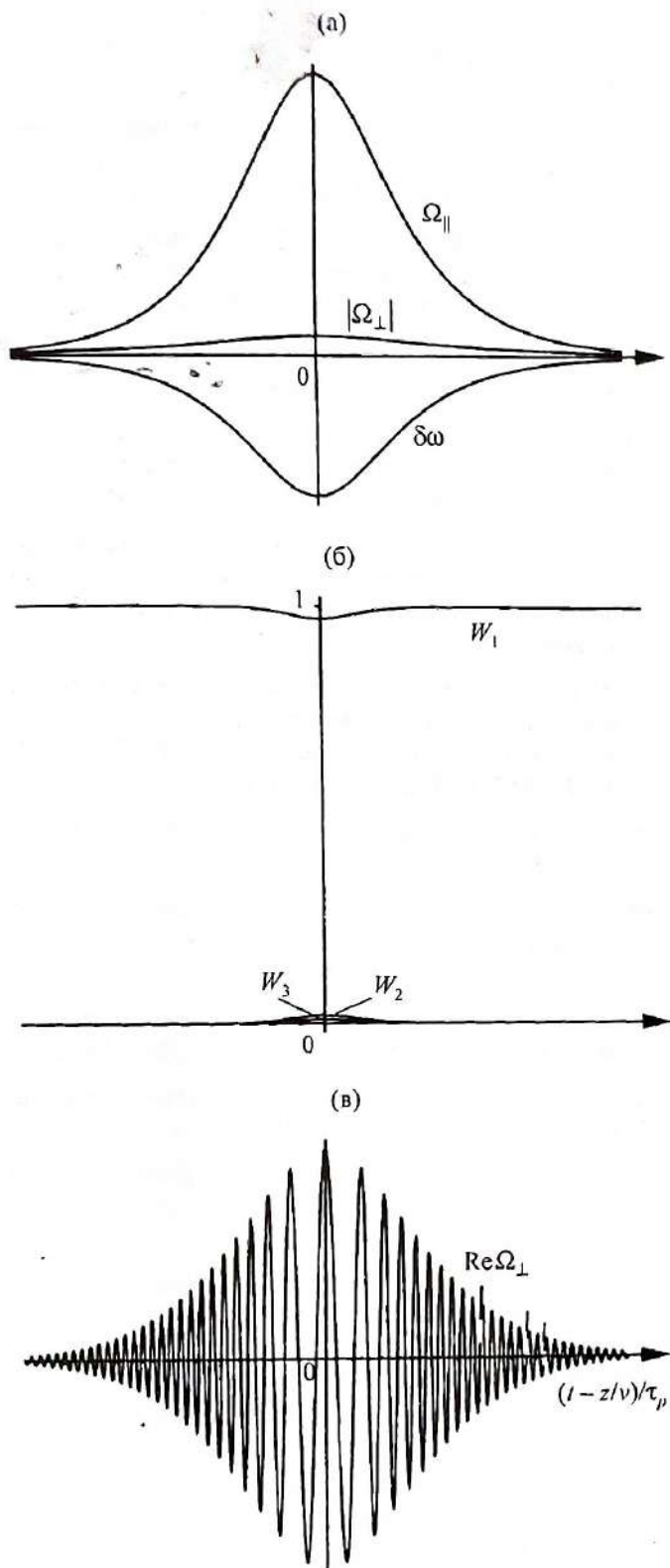


Рис. 3. Бегущие профили $|\Omega_{\perp}|$, $\Omega_{\parallel}$, $\delta\omega$ (а), населенностей квантовых уровней (б) и $\text{Re}\Omega_{\perp}$ (в) в случае $|\Omega_{\perp}|^2 \ll \Omega_{\parallel}^2$ (режим АППП).

чае АСИП происходит полная инверсия населенностей с последующим возвратом в исходное состояние, при АППП населенности остаются практически неизменными.

Ближайшим оптическим аналогом АППП является эффект "необыкновенной прозрачности" (НП), предсказанный в [14]. В случае режима НП видеоим-

пульс необыкновенной составляющей оптической волны играет ту же роль, что и продольная составляющая акустического поля при АППП. В то же время роль квазимонохроматической обыкновенной составляющей аналогична роли продольной компоненты и заключается в возбуждении квантовых переходов.

Используя (27) и (28), перепишем условие $\Omega_{\parallel}^2 \gg |\Omega_{\perp}|^2$, при котором может быть реализован режим АППП, в виде

$$1 \ll \omega_0 \tau_p \ll (3G_{11}/2G_{44})^2. \quad (30)$$

Левая часть этого двойного неравенства соответствует критерию квазимонохроматичности поперечной компоненты, а правая – условию доминирования продольной составляющей.

Для удовлетворения обеим частям неравенства (30) должно быть, по меньшей мере, $G_{11}/G_{44} \sim 10$. Заметим, что величины относительных деформаций $\epsilon_{\parallel}$ и $\epsilon_{\perp}$ при АППП могут быть сравнимы по величине. Тогда неравенство $\Omega_{\parallel}^2 \gg |\Omega_{\perp}|^2$ будет выполняться за счет того, что $G_{11}^2 \gg G_{44}^2$. В оптике для эффекта НП имеется условие, аналогичное (30), только G_{11} играет роль постоянного дипольного момента, а G_{44} – дипольного момента перехода.

Заключение

Проведенное в настоящей работе исследование показывает, что учет двухкомпонентной (продольно-поперечной) структуры акустического импульса приводит к углубленному пониманию механизмов резонансной прозрачности в системе парамагнитных примесей. Мы детально исследовали распространение продольно-поперечного импульса вдоль внешнего магнитного поля. В этом случае функции обеих компонент строго дифференцированы: поперечная составляющая вызывает квантовые переходы между резонансными зеемановскими подуровнями, поперечная компонента динамическим образом изменяет частоты данных переходов. Именно в такой геометрии в двух противоположных пределах мы предсказываем два солитонных режима распространения акустических импульсов, соответствующих АСИП и АППП. По порядку величины уменьшение скорости распространения импульсов в обоих пределах одинаково. Однако поведение среды различно: в первом случае происходит полная инверсия населенностей квантовых уровней с последующим возвращением к исходному состоянию, во втором – населенности практически не изменяются. Необходимо отметить, что первый случай является акустическим аналогом оптического эффекта СИП. Основным отличием АСИП от оптического эффекта является меньшее замедление скорости, кроме того, различаются площади акустического и

оптического импульсов, которые равны соответственно 4π и 2π . Это является следствием трехуровневости схемы квантовых переходов, рассматриваемой в случае акустического эффекта. Режим АППП идентичен оптическому явлению НП. При этом роли продольной компоненты и видеоимпульса необыкновенной составляющей лазерного импульса полнотой аналогичны, как и роли поперечной акустической и квазимонохроматической обыкновенной оптической составляющих [14].

Обычно в твердых телах квантовые переходы между зеемановскими подуровнями подвержены сильному неоднородному уширению, которое, вообще говоря, надо учитывать. Для двухкомпонентных импульсов данный учет оказывается не таким простым, как в случае однокомпонентных (продольных [2] или поперечных [3]) импульсов. Однако в дальнейшем мы намерены заняться решением этой проблемы и теоремой площадей для продольно-поперечных импульсов.

В шестидесятые-восемидесятые годы прошлого столетия предсказания и обнаружения оптических когерентных эффектов несколько опережали по времени соответствующие акустические явления. Заметим в этой связи, что АППП была предсказана на два года раньше своего оптического аналога НП [7, 14]. Таким образом, можно говорить о современной тенденции в данных исследованиях, соответствующей взаимному дополнению оптических и акустических когерентных явлений.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 02-02-17710а).

ЛИТЕРАТУРА

1. McCall S.L., Hahn E.L. Self-induced transparency // *Phys. Rev.* 1969. V. 183. P. 457–485.
2. Shiren N.S. Self-induced transparency in acoustic paramagnetic resonance // *Phys. Rev. B.* 1970. V. 2. № 7. P. 2471–2487.
3. Денисенко Г.А. Распространение короткого акустического импульса в среде, содержащей парамагнитные центры // *ЖЭТФ*. 1971. Т. 33. С. 2269–2273.
4. Самарцев В.В., Смоляков Б.П., Шарипов Р.З. Акустическая самоиндуцированная прозрачность // *Письма в ЖЭТФ*. 1974. Т. 20. № 10. С. 644–647.
5. Harris S.E. Electromagnetically induced transparency // *Phys. Today*. 1997. July. P. 36–42.
6. Сазонов С.В. Акустические прозрачность и поглощение, индуцированные электромагнитным полем // *Письма в ЖЭТФ*. 2002. Т. 76. № 3. С. 176–180.
7. Воронков С.В., Сазонов С.В. Акустическая самоиндуцированная прозрачность в режиме длинно-коротковолнового резонанса // *ЖЭТФ*. 2001. Т. 120. № 2(8). С. 269–279.
8. Заболотский А.А. Интегрируемые модели динамики продольно-поперечной акустической волны в кристалле с парамагнитными примесями // *ЖЭТФ*. 2003. Т. 123. № 3. С. 560–578.
9. Такер Дэж., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 455 с.
10. Сазонов С.В. Эффект акустической активности для пикосекундных солитоноподобных импульсов // *ЖЭТФ*. 2000. Т. 118. № 1(7). С. 20–35.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 7. Теория упругости. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. 264 с.
12. Монсеев Н.Н. Асимптотические методы нелинейной механики. М.: Наука, 1981. 400 с.
13. Якубович В.А., Старжинский В.М. Параметрический резонанс в линейных системах. М.: Наука, 1987. 328 с.
14. Сазонов С.В. Эффекты резонансной прозрачности в анизотропной среде с постоянным дипольным моментом // *ЖЭТФ*. 2003. Т. 124. № 4(10). С. 803–819.