

Акустические прозрачность и поглощение, индуцированные электромагнитным полем

С. В. Сазонов¹⁾

Калининградский государственный университет, 236041 Калининград, Россия

Поступила в редакцию 6 июня 2002 г.

Обосновывается возможность управления прохождением (от пропускания до поглощения) гиперзвука через низкотемпературный парамагнетик с помощью резонансной электромагнитной накачки меньшей частоты. Эффект имеет квантовую природу и при имеющихся отличиях аналогичен оптическому явлению электромагнитной индуцированной прозрачности.

PACS: 32.80.Qk, 42.50.Gy, 76.30.Kg

Анализ развития физики когерентных процессов свидетельствует, в частности, о том, что микроволновые и оптические когерентные эффекты, спустя несколько лет после своего обнаружения, находили акустические аналоги. Данный вывод подтверждается, например, такими явлениями квантовой акустики, как акустический парамагнитный резонанс (АПР) [1] (аналог электронного парамагнитного резонанса (ЭПР)), фононное эхо [2], акустическая самоиндуцированная прозрачность [3–5]. Объектами воздействия акустических полей обычно являются электронные и ядерные спины при низких и сверхнизких температурах [6, 7]. При температурах жидкого гелия ($T \sim 1$ К) собственное поглощение гиперзвука частоты ~ 10 ГГц, обусловленное ангармонизмом, дефектами и т.д., оказывается существенно ниже резонансного поглощения [1] и поэтому первым можно пренебречь.

Обнаружение электромагнитной индуцированной прозрачности (ЭИП) [8, 9], заключающейся в резком просветлении трехуровневой резонансной среды для слабого оптического сигнала в центре линии поглощения и значительным уменьшении его групповой скорости в присутствии мощной электромагнитной накачки, способствовало бурному развитию фундаментальных и прикладных направлений, связанных с этим эффектом [10, 11].

Отталкиваясь от приведенной параллели, можно прийти к выводу, что не лишен смысла поиск эффекта акустической индуцированной прозрачности (АИП) на системе электронных и (или) ядерных спинов. Учитывая, что между образовавшимися во внешнем магнитном поле зеемановскими подуровнями возможны как ЭПР-, так и АПР-переходы, следу-

ет предположить возможность поиска АИП при комбинированном (электромагнитно-акустическом) воздействии на кристалл. Отметим, что в отличие от оптических переходов форма линий резонансного поглощения, соответствующих переходам между зеемановскими подуровнями, обусловлена, главным образом, неоднородным уширением [6]. Данное обстоятельство, в свою очередь, должно вызвать определенные отличия АИП от ЭИП, которые будут установлены ниже.

Хорошо известно, что наиболее сильное взаимодействие с колебаниями решетки испытывают парамагнитные ионы группы железа, обладающие эффективным спином $S = 1$ [1, 6]. За счет эффекта Зеемана во внешнем магнитном поле \mathbf{B}_0 образуется трехуровневая эквидистантная квантовая система. От эквидистантности можно избавиться, например, приложив к кристаллу статическую деформацию ϵ_{zz}^0 вдоль \mathbf{B}_0 (вдоль оси z) [1, 12]. Ниже рассмотрим систему таких ионов, разбавленных в виде примесей в кубическом кристалле. Пусть \mathbf{B}_0 направлено вдоль одной из осей симметрии четвертого порядка. При этом сигнал продольного гиперзвука распространяется перпендикулярно к \mathbf{B}_0 (вдоль оси x , также являющейся осью четвертого порядка), а электромагнитная микроволновая накачка – вдоль \mathbf{B}_0 (рис.1).

Суммируя сказанное, перепишем гамильтониан спина, взаимодействующего с акустическим и электромагнитным полями, в виде [1, 3, 6, 12]

$$\hat{H}_s = \hbar\omega_0\hat{S}_z + \frac{3}{2}G_{11}(\hat{S}_z^2\epsilon_{zz}^{(0)} + \hat{S}_x^2\epsilon_{xx}) - g\mu_B(\hat{S}_xB_x + \hat{S}_yB_y), \quad (1)$$

где \hbar – постоянная Планка, μ_B – электронный магнетон Бора, g – фактор Ланде, $\omega_0 = g\mu_B B_0/\hbar$ – частота зеемановских расщеплений в поле \mathbf{B}_0 , G_{11} – компо-

¹⁾e-mail: sazonov@phys.tsu.ru; nst@alg.kaliningrad.ru

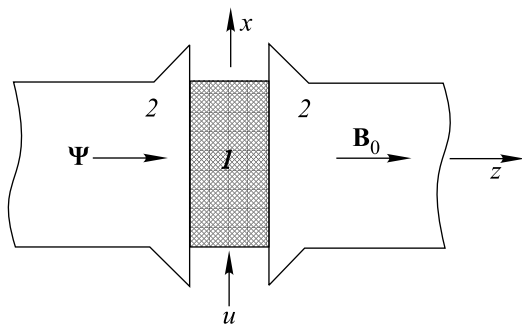


Рис.1. Геометрия предполагаемого эксперимента. 1 – парамагнитный образец; 2 – диэлектрический материал (прозрачный для электромагнитной накачки), создающий статическую деформацию; $u \rightarrow$ и $\psi \rightarrow$ – направления распространения гиперзвука и электромагнитной накачки, соответственно

нента тензора спин-фононного взаимодействия, связывающая парамагнитный ион с продольной компонентой поля деформаций [1, 3, 6], $\epsilon_{xx} = \partial u / \partial x$ – относительная деформация кристалла, вызванная гиперзвуком, u – соответствующее смещение узлов решетки, B_x и B_y – компоненты магнитного поля микроволновой накачки, выражения для спиновых матриц в принятой геометрии имеют вид:

$$\hat{S}_x = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{S}_y = \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\hat{S}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Отметим, что линейное по спиновым операторам спин-фононное взаимодействие в случае $S = 1$ на два-три порядка слабее квадратичного [6], а потому обычно, как и здесь, не учитывается.

Дополним (1) гамильтонианом для классического гиперзвукового поля

$$H_a = \frac{1}{2} \int [p^2 / \rho + \rho a^2 (\partial u / \partial x)^2] d^3 \mathbf{r}, \quad (3)$$

где ρ – средняя плотность кристалла, a – скорость продольного звука в нем при отсутствии парамагнитных примесей, p – плотность импульса колеблющихся кристаллических узлов.

В соответствии с полуклассическим подходом [12–14] уравнения движения для акустического поля запишем в гамильтоновой форме

$$\dot{u} = \delta H / \delta p, \quad \dot{p} = -\delta H / \delta u, \quad H = H_a + \sum_j \langle \hat{H}_s \rangle, \quad (4)$$

где $\langle \hat{H}_s \rangle = \text{Sp}(\hat{\rho} \hat{\xi}_s)$ – квантовое среднее \hat{H}_s , $\hat{\rho}$ – матрица плотности эффективного спина размерности 3×3 ; суммирование здесь ведется по всем парамагнитным ионам (индекс j в (1) для простоты опущен). Здесь и ниже частная производная по времени обозначается точкой сверху.

Из (1)–(4) находим

$$\ddot{\Omega} - a^2 \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} = \frac{9G_{11}^2 n}{8\hbar\rho} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{+\infty} (\rho_{22} + \rho_{31} + \rho_{31}^*) f(\Delta) d\Delta, \quad (5)$$

где $\Omega = (3G_{11}/4\hbar)\epsilon_{xx}$, $n = \sum_j (\sigma(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j))$ – концентрация парамагнитных ионов, $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)$ – дельта-функция, \mathbf{r} – координата j -го иона, $\Delta = \omega_{310}^{(0)} - \omega_{31}$ – отстройка частоты ω_{31} гиперзвука от центральной частоты $\omega_{310}^{(0)}$ контура неоднородного уширения $f(\Delta)$ на переходе $1 \leftrightarrow 3$.

Динамику эффективного спина будем описывать квантовомеханически, используя уравнение фон-Неймана для $\hat{\rho}$ с гамильтонианом (1). При этом используем представления

$$\Omega = u \exp[i(\omega_{31}t - k_{31}x)] + \text{c.c.},$$

$$g\mu_B(B_x + iB_y)/\hbar = \psi \exp(i\omega_{32}t),$$

$$\rho_{31} = R_{31} \exp[-i(\omega_{31}t - k_{31}x)], \quad (6)$$

$$\rho_{32} = R_{32} \exp[-i(\omega_{32}t)],$$

$$\rho_{21} = R_{21} \exp\{-i[(\omega_{31} - \omega_{32})t - k_{31}x]\}.$$

Здесь u и ψ – вещественные частоты Раби продольного гиперзвука и циркулярно-поляризованной микроволновой накачки, резонансных соответственно переходам $1 \leftrightarrow 3$ и $2 \leftrightarrow 3$, R_{31} , R_{32} и R_{21} – медленно меняющиеся амплитуды (в стандартном смысле) соответствующих элементов матрицы плотности, k_{31} – акустическое волновое число на частоте ω_{31} , близкой к частоте $\omega_{310} = 2\omega_0$, частота накачки ω_{32} , в соответствии с резонансными условиями, близка к $\omega_{320} = \omega_0 + (3G_{11}/2\hbar)\epsilon_{zz}^{(0)}$, а частота незадействованного перехода $1 \leftrightarrow 2$ определяется выражением $\omega_{210} = \omega_0 - (3G_{11}/2\hbar)\epsilon_{zz}^{(0)}$. Из представлений (6) видно, что слагаемым ρ_{22} в правой части (5) можно пренебречь.

В (6) значение волнового числа электромагнитного поля частоты ω_{32} положено равным нулю, так как соответствующая длина волны $\lambda = 2\pi c/\omega_{32} \sim \ell_x \gg \ell_z$, где $\ell_x(\ell_z)$ – размер парамагнитного образца поперек (вдоль) магнитного поля. Действительно, обычно в экспериментах по АПР $\ell_x \sim 1$ – 2 см, $\ell_z \sim 3$ – 4 мм [3, 7]. В то же время при $\omega_{31} \approx 2\omega_0 \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$ имеем $\lambda \approx 4 \text{ см} \gg \ell_z$.

В результате, пренебрегая относительно быстро осциллирующими слагаемыми, приходим к системе материальных уравнений вида

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{33} &= iu(R_{31} - R_{31}^*) + i\psi(R_{32} - R_{32}^*) - \Gamma(\rho_{33} - w_3), \\ \dot{\rho}_{11} &= iu(R_{31}^* - R_{31}) - \Gamma(\rho_{11} - w_1), \\ \dot{R}_{32} &= -i(\Delta_{32} - i\gamma_{32})R_{32} - iuR_{21}^* + i\psi(\rho_{33} - \rho_{22}), \quad (7) \\ \dot{R}_{31} &= -i(\Delta_{31} - i\gamma_{31})R_{31} + iu(\rho_{33} - \rho_{11}) - i\psi R_{21}, \\ \dot{R}_{21} &= -i(\Delta_{21} - i\gamma_{21})R_{21} + iuR_{32}^* - i\psi R_{31},\end{aligned}$$

где $\Gamma = 1/T_1$ – скорость релаксации диагональных элементов $\hat{\rho}$ (в целях простоты здесь используется приближение одного времени продольной релаксации [15]; как будет видно ниже, это допущение в нашем случае не имеет принципиального значения), γ_{32} , γ_{31} и γ_{21} – скорости поперечной релаксации на соответствующих переходах, $\Delta_{32} = \omega_{320} - \omega_{32}$, $\Delta_{31} = \omega_{310} - \omega_{31}$, $\Delta_{21} = \omega_{210} - \omega_{31} + \omega_{32}$ – отстройки полевых частот от атомных, w_α ($\alpha = 1, 2, 3$) – равновесные населенности квантовых уровней; диагональные компоненты $\hat{\rho}$ связаны соотношением $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$.

Индукцированными магнитно-дипольными переходами $1 \leftrightarrow 2$ можно пренебречь, если частота Раби микроволновой накачки меньше отстройки друг от друга частот переходов $2 \leftrightarrow 3$ и $1 \leftrightarrow 2$: $\psi \ll \ll |\omega_{320} - \omega_{210}| = (3G_{11}/\hbar)\epsilon_{zz}^{(0)}$. Неэквидистантность можно считать сколько-нибудь существенной, если $|\omega_{320} - \omega_{210}| \sim 0.1\omega_0$. Взяв для ионов Ni^{2+} в кристаллической матрице MgO $G_{11} \sim 10^{-14}$ эрг [1, 3, 6], приходим к выводу, что отстройка $|\omega_{320} - \omega_{210}| \sim \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ при статической деформации $\epsilon_{zz}^{(0)} \sim 10^{-3}$, что еще соответствует ее упругому участку. Тогда при $\psi \ll 10^{10} \text{ с}^{-1}$ микроволновая накачка будет вызывать, главным образом, переходы. В рамках принятой модели микроволновое поле является заданным динамическим параметром, то есть пренебрегается его истощением из-за резонансного поглощения на переходе $2 \leftrightarrow 3$. Такой подход оправдан, если плотность энергии накачки значительно превосходит плотность его энергии, поглощаемой резонансной средой: $\hbar^2\psi^2/(4\pi g^2\mu_B^2) \gg n(w_2 - w_3)\hbar\omega_0$. При $T \sim 1 \text{ К}$ и $2\omega_0 \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$ в соответствии с больцмановским распределением имеем $w_2 - w_3 \approx 0.2$. Тогда для разбавленного парамагнетика ($n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [6]) получаем $\psi \gg 10^7 \text{ с}^{-1}$, что соответствует интенсивности микроволнового поля $I \gg 10^3 \text{ Вт/см}^2$. При понижении температуры до 0.1 К населенности второго и третьего уровней становятся исчезающе малыми и истощение микроволновой накачки практически отсутствует при любой ее интенсивности.

Из системы (7) в установившемся режиме (когда в ней можно пренебречь производными по времени) и в линейном приближении по u находим

$$\begin{aligned}R_{31} &= -\frac{(\Delta_{21} - i\gamma_{21})u}{(\Delta_{21} - i\gamma_{21})(\Delta_{31} - i\gamma_{31}) - \psi^2} \times \\ &\times \left\{ w_1 - w_3 - \frac{(w_2 - w_3)\psi^2}{\Gamma(\Delta_{32}^2 + \gamma_{32}^2) + 4\gamma_{32}\psi^2} \times \right. \\ &\left. \times \left(2\gamma_{32} + \Gamma \frac{\Delta_{32} - i\gamma_{32}}{\Delta_{21} - i\gamma_{21}} \right) \right\}. \quad (8)\end{aligned}$$

Вначале рассмотрим случай, когда микроволновая накачка отсутствует ($\psi = 0$). Тогда из (8) получаем $R_{31} = -u(w_1 - w_3)/(\Delta_{31} - i\gamma_{31})$. Очевидно, $\Delta_{31} = \omega_{310} - \omega_{31} = \omega_{310}^{(0)} - \omega_{31} + \Delta = \delta\omega + \Delta$, где $\delta\omega$ – отстройка гиперзвукового поля от центра контура неоднородного уширения на переходе $1 \leftrightarrow 3$. Примем далее, что контур $f(\Delta)$ имеет лоренцевский вид: $f(\Delta) = (\gamma/\pi)/(\gamma^2 + \Delta^2)$, где $\gamma^{-1} = T_2^*$ – время дефазировки элементов ρ_{31} за счет неоднородного уширения. В результате отсюда, а также из (6) и (5) при $\gamma \gg \gamma_{31}$ [3, 6] приходим к дисперсионному соотношению

$$k_{31} = \frac{\omega_{31}}{a} \left[1 - 2\eta(w_1 - w_3)\omega_{310}^{(0)} \frac{\delta\omega + i\gamma}{\gamma^2 + \delta\omega^2} \right]^{-1/2},$$

где безразмерный параметр $\eta = 9G_{11}^2 n / 16\hbar\omega_{310}^{(0)} \rho a^2$. В случае ионов Ni^{2+} в MgO при приведенных выше параметрах и [3] $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\rho \approx 5 \text{ г/см}^3$, $a \approx 10^6 \text{ см/с}$, $\omega_{310}^{(0)} \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\gamma \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ [3] имеем $\eta \sim 10^{-7}$, $\omega_{310}^{(0)}/\gamma \sim 10^3$. Следовательно, второе слагаемое в квадратных скобках дисперсионного соотношения значительно меньше единицы, и мы приходим к хорошо известным [16] зависимостям для гиперзвукового показателя преломления $N_0(\delta\omega) = a \text{Re } k_{31}/\omega_{31}$ и коэффициента поглощения $\kappa_0(\delta\omega) = \text{Im } k_{31}$ от частоты в отсутствие микроволнового поля (см. рис.2)

$$\begin{aligned}N_0(\delta\omega) &= 1 + \eta(w_1 - w_3)\omega_{310}^{(0)} \frac{\delta\omega}{\gamma^2 + \delta\omega^2}, \\ \kappa_0(\delta\omega) &= \kappa_0(0) \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \delta\omega^2}, \quad (9)\end{aligned}$$

где $\kappa_0(0) = \eta(w_1 - w_3)\omega_{310}^{(0)2}/\gamma a$ – коэффициент поглощения при $\delta\omega = 0$. Подставив сюда вышеприведенные значения параметров для Ni^{2+} в MgO , найдем $\kappa_0(0) \sim 10 \text{ см}^{-1}$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными Шайрена при $T \approx 1.8 \text{ К}$ [3].

Пусть теперь $\psi \neq 0$. Как уже отмечалось выше, $\gamma \sim \Delta_{32} \sim \Delta_{21} \gg \gamma_{32}, \gamma_{21}, \gamma_{31}$. Кроме того, $\gamma_{32} \gg \Gamma$

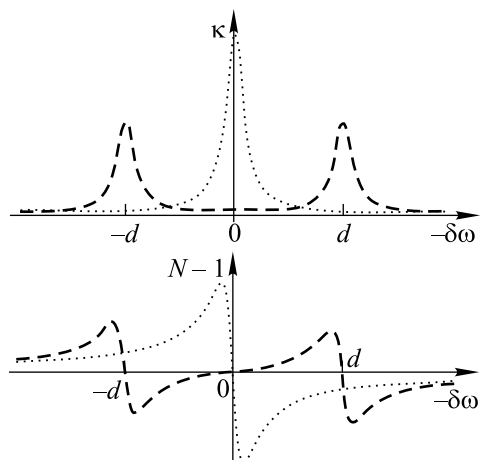


Рис.2. Резонансные профили коэффициента поглощения (вверху) и показателя преломления (внизу) гиперзвука в отсутствие (пунктирные линии) и при наличии (штриховые линии) резонансной электромагнитной накачки

[3, 6]. В то же время будем считать, что $\psi \geq \gamma$. При данных условиях выражение в фигурных скобках (8) с хорошей точностью равно $w_1 - w_3 - (w_2 - w_3)/2 = (3w_1 - 1)/2$. Пусть частота микроволнового поля в точности совпадает с центральной частотой контура на переходе $2 \leftrightarrow 3$: $\omega_{32} = \omega_{320}^{(0)}$. Тогда $\Delta_{21} = \delta\omega + \Delta$. С учетом сказанного и при принятых выше оценках получаем выражения для показателя преломления $N(\delta\omega)$ и коэффициента поглощения $\kappa(\delta\omega)$ гиперзвука в присутствии микроволновой накачки:

$$N(\delta\omega) = 1 + \eta \frac{3w_1 - 1}{2} \omega_{310}^{(0)} \frac{(\delta\omega^2 + \gamma^2 - \psi^2)\delta\omega}{(\psi^2 + \gamma^2 - \delta\omega^2)^2 + 4\gamma^2\delta\omega^2},$$

$$\kappa(\delta\omega) = \kappa_0(0) \frac{3w_1 - 1}{2(w_1 - w_3)} \gamma^2 \frac{\psi^2 + \gamma^2 + \delta\omega^2}{(\psi^2 + \gamma^2 - \delta\omega^2)^2 + 4\gamma^2\delta\omega^2}. \quad (10)$$

При $T \sim 0.1$ К и $2\omega_0 \sim 10^{11}$ с хорошей точностью $w_2 = w_3 = 0$. Тогда $(3w_1 - 1)/2 = w_1 - w_3 = 1$. Анализ (10) показывает, что при $\psi < \gamma/\sqrt{3}$ ход кривых $N(\delta\omega)$ и $\kappa(\delta\omega)$ качественно такой же, как и в отсутствие микроволнового поля (см. выражения (9)). При $\psi > \gamma/\sqrt{3}$ в центре линии резонансного поглощения появляется слабый провал, а если $\psi > \gamma$, обе зависимости приобретают качественный вид, типичный для эффекта ЭИП [8, 11] (рис.2). Правда, здесь кривые более сглажены из-за неоднородного уширения. Образуются две области поглощения, симметрично сдвинутые по обе стороны от центра контура. Величина данного сдвига $d = \psi$ (рис.2). При этом полуширины двух образовавшихся линий поглощения не отличаются от полуширины центральной линии в отсутствие накачки и равны γ . В то же

время их амплитуды в два раза меньше амплитуды центральной линии. Величина κ в центре резонансного контура имеет минимальное значение и при $T \sim 0.1$ К равна $\kappa(0) = \kappa_0(0)[1 + (\psi/\gamma)^2]^{-1}$, в то время как $\kappa(d) \approx \kappa(\psi) = \kappa_0(0)/2$. Взяв $\psi \sim 10^9$ с⁻¹ (что соответствует напряженности магнитной составляющей микроволнового поля $\sim 10^2$ Э и интенсивности $I \sim 10^7$ Вт/см²), $\gamma \sim 10^8$ с⁻¹, приходим к выводу, что присутствие мощной микроволновой накачки способно на два порядка уменьшить коэффициент резонансного поглощения гиперзвука. В случае рассмотренного выше кристалла MgO, содержащего примесные ионы Ni²⁺, находим $\kappa(0) \sim 0.1$ см⁻¹. Таким образом, парамагнитный образец размера ~ 1 см [3], хорошо поглощающий резонансный гиперзвук на длине порядка 1 мм становится практически полностью прозрачным для него в присутствии мощной микроволновой накачки, подаваемой на образец перпендикулярно направлению распространения гиперзвука. В то же время, если в отсутствие накачки частота гиперзвука лежит вне контура поглощения ($|\delta\omega| \gg \gamma$), то при ее наличии, когда $\psi = \delta\omega$, коэффициент поглощения $\kappa(\delta\omega) = \kappa_0(0)/2 \sim 5$ см⁻¹ и парамагнитный образец перестает быть прозрачным для гиперзвука.

Из (10) находим выражение для групповой скорости v_g при $\delta\omega = 0$:

$$v_g = a \left[1 + \frac{3w_1 - 1}{2} \eta \left(\frac{\omega_{310}^{(0)}}{\psi} \right)^2 \right]^{-1}.$$

Поскольку $\eta \sim 10^{-7}$, $\omega_{310}^{(0)}/\psi \sim 10^2$, то v_g практически не отличается от a . В этом, пожалуй, заключается основное количественное отличие АИП от ЭИП, где отношение v_g/c (c – скорость света в вакууме) может достигать 10^{-7} – 10^{-8} .

Таким образом, микроволновое поле модулирует только коэффициент гиперзвукового поглощения. Парамагнитный образец выступает здесь в роли затвора (фильтра), управляемого с помощью электромагнитной накачки.

Подчеркнем важную роль в рассмотренном нами случае статической деформации. В ее отсутствие $\omega_{210} = \omega_{320} = \omega_0$ [3]. Тогда электромагнитное поле будет возбуждать переход $1 \leftrightarrow 2$, что вызовет его сильное поглощение.

Физическая сущность рассмотренного в настоящей работе эффекта та же, что и ЭИП, то есть обусловлена интерференцией “одетых” квантовых состояний [10]. Помимо отмеченных выше количественных отличий имеется и качественное, связанное с тем, что сигнальное (пробное) поле и накачка существенно различны по своей физической природе.

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

1. Дж. Такер, В. Рэмpton, *Гиперзвук в физике твердого тела*, М.: Мир, 1975. (J. W. Tucker and V. W. Rampton, *Microwave Ultrasonics in Solid State Physics*, North-Holland Publishing company, Amsterdam, 1972).
2. В. Р. Нагибаров, У. Х. Копвиллем, *ЖЭТФ* **52**, 936 (1967).
3. N. S. Shiren, *Phys. Rev.* **B2**, 2471 (1970).
4. Г. А. Денисенко, *ЖЭТФ* **60**, 2269 (1971).
5. В. В. Самарцев, Б. П. Смоляков, Р. З. Шарипов, Письма в *ЖЭТФ* **20**, 644 (1974).
6. С. А. Альтшулер, Б. М. Козырев, *Электронный парамагнитный резонанс*, М.: Наука, 1972.
7. В. А. Голенищев-Кутузов, В. В. Самарцев, Н. К. Соловаров, Б. М. Хабибулин, *Магнитная квантовая акустика*, М.: Наука, 1977.
8. K. J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2593 (1991).
9. S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 552 (1993).
10. S. E. Harris, *Phys. Today* July, 36 (1997).
11. О. Kocharovskaya, *Phys. Rep.* **219**, 175 (1992).
12. С. В. Сазонов, *ЖЭТФ* **118**, 20 (2000).
13. S. V. Sazonov, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 6295 (1994).
14. С. В. Воронков, С. В. Сазонов, *ЖЭТФ* **120**, 269 (2001).
15. Р. Пантелл, Г. Путхофф, *Основы квантовой электроники*, М.: Мир, 1972. (R. H. Pantell and H. E. Puthoff, *Fundamentals of Quantum Electronics*, Wiley, New York, 1969).
16. A. M. Portis, *Phys. Rev.* **91**, 1071 (1953).