Письма в ЖТФ, том 20, вып. 15 12 августа 1994 г.

01;08

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ПЕРЕМЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ АКУСТИЧЕСКОГО СОЛИТОНА В ПАРАМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ

Г.Т.Адамашвили, Д.М.Звиададзе, З.В.Гонгадзе

При распространении в среде акустической линейно-поляризованной волны (ЛПВ) в определенных ситуациях наблюдается поворот плоскости поляризации. Одним из основных механизмов, приводящих к вращению плоскости поляризации, является взаимодействие акустической волны с парамагнитными примесями. В этом случае циркулярно поляризованные компоненты, на которые можно разложить ЛПВ, по-разному взаимодействуют с примесями. В линейном пределе, когда амплитуда ЛПВ достаточно мала, одна из компонент волны затухает как $\exp(-\alpha z)$, а затуханием второй, нерезонансной, компоненты можно пренебречь. (α — коэффициент резонансного акустического поглощения). При больших амплитудах ЛПС и выполнении условий акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП) образуется акустический солитон [1–2]. Вопрос о поляризации этого солитона изучен в работе [3]. Помещая парамагнитный диэлектрик в переменное магнитное поле, можно добиться изменения параметров распространяющейся в нем нелинейной акустической волны. Так, в работе [4] для изучения различных механизмов формирования нелинейных акустических волн использовался именно этот метод.

Цель настоящей работы — исследовать характер изменения поляризации солитона АСИП ЛПВ под влиянием сильного переменного магнитного поля.

Рассмотрим спиновую систему (СС) диамагнитного кристалла кубической симметрии, считая эффективный спин равным $S = \frac{1}{2}$. Поместим СС в постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0 \uparrow\uparrow z$ и линейно-поляризованное вдоль оси x магнитное поле с амплитудой $2H_1$ и частотой ω.

Предполагается, что акустическая ЛПВ распространяется вдоль оси z.

Гамильтониан системы запишем в виде:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_z + \mathcal{H}_t + \mathcal{H}_{sp}, \qquad \mathcal{H}_{sp} = \frac{1}{2}\beta H_0 F\left(\varepsilon_+ S_- + \varepsilon_- S_+\right),$$

$$\mathcal{H}_z = \hbar\omega_0 S_z, \qquad \mathcal{H}_t = \frac{\hbar\omega_1}{2}\left(S_+ e^{-i\omega t} + S_- e^{i\omega t}\right), \tag{1}$$

где $\mathcal{H}_z$, $\mathcal{H}_{sp}$, $\mathcal{H}_t$ — операторы зеемановской энергии, энергии взаимодействия СС с акустическим импульсом и резонансной компонентой переменного магнитного поля (влиянием нерезонансной компоненты пренебрегаем); $\omega_1 = \gamma H_1$, ω_0 — зеемановская частота; $\varepsilon_\pm$ — компоненты тензора деформации; $F_{xzxz} = F_{yzyz} = F$ — компоненты тензора спин-фононной связи; β — магнетон Бора.

Последовательное применение унитарных преобразований $R = \exp(i\omega t S_z)$ и $T = \exp(-i\varphi S_y)$ приводит гамильтониан (1) к виду:

$$\tilde{\mathcal{H}} = \tilde{\mathcal{H}}_z + \tilde{\mathcal{H}}_{sp}, \qquad \tilde{\mathcal{H}}_z = \hbar\Omega_0 S_z,$$

$$\tilde{\mathcal{H}}_{sp} = \frac{1}{2}\beta H_0 F\Big\{e_+(S_+\Pi_- + S_-\Pi_+ - S_z\sin\Phi) +$$

$$+ e_+(S_-\Pi_- + S_+\Pi_+ - S_z\sin\varphi)\Big\},$$

$$\Omega_0 = \left[(\omega_0-\omega)^2 + \omega_1^2\right]^{-1/2}, \quad \Pi_\pm = \frac{1}{2}(\cos\varphi \pm 1),$$

$$\cos\Phi = \frac{\omega_0-\omega}{\Omega_0}, \qquad \sin\Phi = \frac{\omega_1}{\Omega_0}. \tag{2}$$

Величины $e_\pm$ описывают деформацию кристалла во вращающейся системе координат:

$$e_\pm(z,t) = \varepsilon_\pm(z,t)\exp\Big\{\pm i(\omega_p - \omega)t - ik_\pm z\Big\},$$

где ω_p и $k_\pm$ — частота и волновые числа компонент ЛПВ. Компоненты тензора деформации $\varepsilon_\pm = \varepsilon e^{\pm i\Phi}$, ε — медленно меняющаяся амплитуда, Φ — фазовая функция.

С помощью гамильтониана (2) можно получить систему уравнений Блоха и теории упругости [5]. Используя решение этой системы, можно определить величины $\varepsilon_\pm$ и дисперсионные соотношения для каждой компоненты ЛПВ. Так, для левополяризованной компоненты имеем

$$\varepsilon_- = \operatorname{sech}\left(\frac{z}{u}\right)T^{-1}, \quad T^{-2} = (\beta H_0 F \Pi_+)^2\left[8\rho\omega_p\hbar\left(\frac{v}{u}-1\right)\right]^{-1} - \Delta^2,$$

$$VK_- - \omega_p = \Delta\left(1 - \frac{v}{u}\right), \qquad \delta = \omega_p - \Omega_0, \tag{3}$$

где ρ — плотность вещества, u и v — скорость солитона и звука, T — длительность импульса, n_0 — концентрация парамагнитных центров.

Для правополяризованной компоненты остаются в силе соотношения линейной теории [5].

Используя выражения для угла вращения плоскости поляризации (ВПП) $\Psi = \frac{1}{2}(k_+ - k_-)$ и формулу отношения длин малой b и большой a полуосей эллипса поляризации [3,5], получаем следующие результаты:

$$\Psi = \frac{(\beta H_0 F \Pi_+)^2 \omega_p n_0 \Delta T^2}{16 \rho v^3 \hbar (1 + \Delta^2 T^2)} z, \qquad \frac{b}{a} = \frac{|\varepsilon_- - \varepsilon_+|}{\varepsilon_- + \varepsilon_+}. \tag{4}$$

В линейном пределе соответствующие величины имеют вид

$$\Psi = \frac{(\beta H_0 F \Pi_+ k_-)^2}{8 \pi v^3 \hbar (\omega_p^2 - \Omega_0^2)} z, \quad \frac{b}{a} = \left(\frac{\operatorname{ch} \alpha z - 1}{\operatorname{ch} \alpha z + 1} \right)^{1/2}. \tag{5}$$

В отсутствие поля выражения (4) и (5) совпадают с результатами работы [3].

Из выражения для величины $\frac{b}{a}$ видно, что нелинейные и линейные акустические ЛПВ при распространении через среду трансформируются в эллиптически поляризованные состояния, а линейная волна после этого оказывается циркулярно поляризованной.

Зависимость угла ВПП от магнитного поля как в линейном, так и нелинейном пределе содержится в величинах Π_+ и $\Delta = \omega_p - \Omega_0$. В отсутствие поля Π_+ принимает максимальное значение 1.

Ради простоты рассмотрим случай $|\omega_0 - \omega| \ll \omega_1$. Тогда график функции $\Psi(\Delta)$ имеет вид дисперсионной кривой с экстремумами Ψ_m на частотах акустического импульса $\omega_p = \omega_1 \pm T^{-1}$ с полем и $\omega_p = \omega_0 \pm T^{-1}$ без поля, причем

$$\Psi_m = \frac{1}{4} \Psi_{m_0} = \frac{(\beta H_0 F)^2 \omega_p n_0 \delta T^2}{64 \rho v^3 \hbar (1 + \Delta^2 T^2)}.$$

Таким образом, сильное магнитное поле сжимает и растягивает график функции $\Psi(\Delta)$.

Важность применения сильного переменного магнитного поля заключается в том, что мы получаем возможность управлять углом ВПП путем изменения частоты и амплитуды поля.

В качестве материала для экспериментального изучения рассмотренных вопросов могут быть использованы кристаллы MgO, легированные ионами Ni^{2+}, которые уже применялись как в экспериментах по АСИП, так и по изучению ВПП линейной акустической волны [6].

Список литературы

[1] *Адамашвили Г.Т.* // ФТТ. 1983. Т. 25. В. 6. С. 1872–1874.
[2] *Adamashvili G.T.* // Phys. Lett. A. 1981. V. 86. N 9.
[3] *Адамашвили Г.Т.* // ФТТ. 1991. Т. 33. В. 5. С. 1596–1597.
[4] *Адамашвили Г.Т., Пеикришвили М.Д., Асанишвили Л.И.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 20. С. 49–52.
[5] *Такер Дж., Рэмптон В.* Гиперзвук в физике твердого тела. М., 1975. 453 с.
[6] *Guermeur R., Joffrin J., Levelut A.* // Solid State Comm. 1968. V. 6. P. 519–522.

Тбилисский государственный
университет им.Ив.Джавахишвили
Грузия

Поступило в Редакцию
16 апреля 1994 г.