

01;08

Влияние релаксации на форму нелинейного акустического импульса

© Г.Т. Адамашвили

Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили,
380028 Тбилиси, Грузия

(Поступило в Редакцию 12 сентября 1997 г.)

Рассмотрено влияние поперечной релаксации на нелинейную акустическую волну, которая формируется в условиях явления акустической самоиндуцированной прозрачности. С помощью теории возмущений, развитой на базе метода обратной задачи, получено явное аналитическое выражение для формы нелинейной акустической волны. Это позволит экспериментально изучить форму импульса АСИП при учете релаксационных эффектов, что даст возможность использовать эти результаты для построения новых видов акустоэлектронных устройств.

Явление акустической самоиндуцированной прозрачности заключается в просветлении резонансной среды под действием акустического импульса, интенсивность которого превосходит некоторую пороговую величину, а длительность меньше времен необратимой релаксации. Такой импульс характеризуется значительной задержкой в среде и деформацией его формы [1]. При теоретическом исследовании акустической самоиндуцированной прозрачности часто пользуются моделью, в которой времена необратимой релаксации считаются неограниченно большими [2]. Последовательный учет влияния релаксационных эффектов на импульс нелинейной волны акустической самоиндуцированной прозрачности было проведено в [3] с помощью теории возмущений, развитой на базе метода обратной задачи. Этот метод основан на использовании вспомогательной спектральной задачи Захарова–Шабата [4]. В работе [3] было исследовано влияние релаксационных эффектов на дискретный спектр данных рассеяния задачи Захарова–Шабата и вычислены изменения скорости, амплитуды, мгновенной частоты и фазы акустической нелинейной волны, вызванные релаксацией. В работе [5] было доказано, что в условиях неоднородного уширения спектральной линии учет поперечной релаксации приводит к возбуждению непрерывного спектра данных рассеяния и этот эффект меняет форму нелинейной оптической волны. Этот результат остается в силе и для акустического импульса, который формируется в условиях акустической самоиндуцированной прозрачности. Цель настоящей работы — получить явные аналитические выражения для формы нелинейной волны акустической самоиндуцированной прозрачности с учетом эффектов поперечной релаксации.

В качестве простой модели, позволяющей исследовать влияние поперечной релаксации на форму нелинейной волны, рассмотрим немагнитный диамагнитный кристалл кубической симметрии, содержащий малую концентрацию парамагнитных примесей с эффективным спином $S = 1/2$. Предположим, что акустический импульс поперечной поляризации с частотой ω , волновым вектором \mathbf{k} и длительностью T распространяется вдоль одной из осей 4-го порядка (оси z). В этом же направлении приложено постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 .

Предположим также, что импульс находится в резонансе с парамагнитными примесями. Будем считать выполненными критерий когерентного взаимодействия импульса со средой $T \ll T_{1,2}$, при этом $\omega T \gg 1$ [1,2], где T_1 и T_2 — времена продольной и поперечной релаксации парамагнитных примесей. В этой ситуации акустическую самоиндуцированную прозрачность можно описать с помощью системы уравнений Блоха и волнового уравнения, которая для медленных переменных ρ^+ и q имеет вид

$$\frac{\partial \rho^+}{\partial \tau} = i\Delta\omega\rho^+ - 2r\langle S^z \rangle - \frac{\rho^+}{T_2}, \quad \frac{\partial \langle S^z \rangle}{\partial \tau} = r\rho^- - q\rho^+,$$

$$\frac{\partial q}{\partial z} = \kappa \int_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta\omega)\rho^-(\Delta\omega)d\Delta\omega, \quad \kappa = \frac{L^2 n \omega}{8\rho v^3 \hbar}. \quad (1)$$

Величины ρ^\pm , r и q определяются из соотношений

$$\langle S^\pm \rangle = \pm i\rho^\pm \exp[\pm i(\omega t - kz)], \quad q = -r^* = -\frac{L}{2\hbar}\mathcal{E}^-,$$

$$\varepsilon^\pm = \varepsilon_{xz} \pm i\varepsilon_{yz} = \mathcal{E}^\pm \exp[\pm i(\omega t - kz)], \quad L = \beta H_0 F_{xxz},$$

$$F_{xxz} = F_{yyz}, \quad \tau = t - (z/v), \quad \Delta\omega = \omega_0 - \omega,$$

где ε_{xz} , ε_{yz} и F_{xxz} — компоненты тензоров деформации и спин-фононной связи, $\langle S^{\pm,z} \rangle$ — средние значения операторных величин $S^{\pm,z}$, β — магнетон Бора, v — скорость звука в точке $z = 0$, ω_0 — резонансная частота парамагнитных примесей, \hbar — постоянная Планка, $g(\Delta\omega)$ — нормированная функция неоднородного уширения спектральной линии электронного акустического резонанса, ρ — плотность кристалла, n — число парамагнитных примесей в единице объема.

Система уравнений (1) справедлива, когда время продольной релаксации значительно больше времени поперечной релаксации, при этом считаем, что $T_1 \rightarrow \infty$. Для определения формы нелинейной волны акустической самоиндуцированной прозрачностью необходимо предварительно определить явный вид непрерывного спектра ("коэффициента отражения") R вспомогательной спектральной задачи Захарова–Шабата при учете поперечной

релаксации. Следуя схеме, предложенной в работе [5], получаем, что в простейшем случае, когда в среду поступает импульс, форма которой имеет вид солитона акустической самоиндуцированной прозрачности, коэффициент отражения $R(z = 0) = 0$, и тогда явное выражение для формы нелинейной волны акустической самоиндуцированной прозрачности с учетом поперечной релаксации примет вид:

$$q = -4\eta b \frac{\exp[-2(\eta + i\xi)\tau]}{z} + \frac{T}{T_2} \frac{4\pi^2 \eta_0^2 n \exp[i(\beta_0 - 2\xi\tau)]}{3z^2} \times \left\{ \frac{\langle f(\xi) \rangle (z-2)^2}{iB - 8\pi\eta C} \left[\exp\left(i \frac{B}{8\pi\eta} z\right) - \exp(Cz) \right] - \frac{4\langle f(\xi) \rangle^* \exp\left[4\eta(\tau_0 - \tau) + \frac{Bz}{4\pi\eta}\right]}{iB + 8\pi\eta C^*} \times \left[\exp\left(-i \frac{B}{8\pi\eta} z\right) - \exp(C^* z) \right] \right\}, \quad (2)$$

где

$$\langle f(\xi) \rangle = 8\chi \times \int \frac{2\xi^2 + 2\xi\xi_1 - 4\xi\xi_1^* - 3(\xi_1 - \xi_1^*)\Delta\omega}{(2\xi - \Delta\omega)(2\xi_1 - \Delta\omega)(2\xi_1^* - \Delta\omega)} g(\Delta\omega) d\Delta\omega.$$

Величины $\xi, \xi_1, \beta_0, b, \eta$ — суть дискретный спектр данных рассеяния вспомогательной спектральной задачи. Эти величины, а также B и C определены в [5]. Учитывая, что $\text{Re } C < 0$ и $B \sim 0(\eta^2 T_2^{*2})$, легко получить асимптотический вид q при $z \rightarrow \infty$

$$q(z, \tau) = -2i\eta_0 \exp[i(\beta_0 - 2\xi\tau)] \text{sech}[2\eta(\tau_0 - \tau)] - \frac{T}{T_2} \frac{\pi n \eta \langle f(\xi_0) \rangle}{6C(\xi_0)} \left\{ 1 - 2 \text{sech}^2[2\eta_0(\tau - \tau_0)] \right\} \times \exp[i(\beta_0 - 2\xi_0\tau)], \quad (3)$$

где ξ_0 и η_0 — значения величин ξ и η при $z = 0$.

Величины $(4\eta_0 \hbar)/L, 1/(2\eta_0), \omega - 2\xi_0, \tau_0$ представляют собой амплитуду, ширину, мгновенную частоту и задержку импульса соответственно. В конкретном случае, например, когда спектральная линия имеет форму Лоренца, явный вид нелинейной волны упрощается

$$q = -2i\eta_0 \exp[i(\beta_0 - 2\xi\tau)] \text{sech}[2\eta(\tau - \tau_0)] + \frac{T}{T_2} i\pi\eta_0 \left\{ 1 - \text{sech}^2[2\eta_0(\tau - \tau_0)] \right\} \times \exp[i(\beta_0 - 2\xi_0\tau)]. \quad (4)$$

Из выражений (2)–(4) видно, что учет эффектов поперечной релаксации приводит, как и ожидалось, к

изменению формы нелинейной волны акустической самоиндуцированной прозрачности и эти поправки порядка T/T_2 . Следовательно, учет эффектов возбуждения непрерывного спектра вносит вклад в форму нелинейной волны в том же порядке, что и дискретный спектр вносит в амплитуду, ширину, мгновенную частоту и задержку импульса [5].

Мы исследовали подробно случай, когда в среду поступает импульс в виде солитона акустической самоиндуцированной прозрачности. Отметим, что формула (2) может быть использована для получения явного вида нелинейной волны и в том случае, когда в среду поступает импульс произвольной (с площадью, близкой к 2π) формы. Полученные здесь явные выражения (2)–(4) для формы импульса акустической самоиндуцированной прозрачности в совокупности с результатами работы [5], где дается влияние поперечной релаксации на амплитуду, ширину, мгновенную частоту и задержку импульса, позволяют получить полную картину влияния поперечной релаксации на явление акустической самоиндуцированной прозрачности.

Список литературы

- [1] Shiren N. // Phys. Rev. B. 1971. Vol. 2. P. 2471–2489.
- [2] Adamashvili G.T. // Phys. Lett. A. 1981. Vol. 86. P. 487–489.
- [3] Adamashvili G.T. // Phys. Lett. A. 1983. Vol. 95. P. 439–442.
- [4] Захаров В.Е., Мананов С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. // Теория солитонов. М.: Наука, 1980. 400 с.
- [5] Адамашвили Г.Т. // ТМФ. 1988. Т. 75. С. 371–377.