

ОПИСАНИЕ ЯВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ЭХА БЕЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРИБЛИЖЕНИЯ ЗАДАННОГО ПОЛЯ

П.И.Хаджи

*Институт прикладной физики АН Молдовы
277028 Кишинев, Молдова*

Поступила в редакцию 8 июня 1994 г.

Изучены закономерности протекания явления оптического эха в двухуровневых средах без использования приближения заданного поля. Показано, что поляризация среды и интенсивность эхо-сигнала сложным образом зависят не только от площадей импульсов, но также и от площади материального поля и соотношения между плотностями фотонов каждого импульса и плотностью двухуровневых атомов (экситонов) среды.

Явление двухимпульсного оптического эха в неоднородно уширенной системе двухуровневых атомов исследовалось обычно в приближении заданного поля (см. [1] и приведенную там литературу). Это явление состоит в том, что под действием двух разнесенных во времени импульсов, когерентного резонансного лазерного излучения с длительностями, меньшими времени релаксации среды в системе двухуровневых атомов, формируется поляризация, которая индуцирует импульс излучения, называемый эхо-сигналом. Интенсивность эхо-сигнала пропорциональна квадрату числа атомов среды. Двухимпульсное оптическое эхо проявляется наиболее ярко, если площадь первого импульса равна $\pi/2$, а второго — π . Сигнал эха появляется через время T после окончания действия второго импульса, равное времени свободной эволюции двухуровневой среды между двумя последовательными импульсами. Указанные особенности имеют место в приближении заданного поля, когда плотность фотонов каждого из импульсов намного превосходит плотность двухуровневых атомов среды. Однако возникает вопрос о закономерностях протекания этого явления в условиях, когда плотность фотонов порядка либо меньше плотности атомов среды, то есть когда глубина модуляции импульса со временем равна амплитуде самого импульса и приближение заданного поля несправедливо.

Ниже представлены результаты рассмотрения явления оптического эха без использования приближения заданного поля для среды из двухуровневых атомов либо для системы когерентных экситонов и биэкситонов в области M -полосы [2] в полупроводниках с квантовыми ямами. В таких полупроводниках либо сверхрешетках возникает неоднородно уширенная линия перехода из-за флуктуации размеров квантовых ям. Далее будем считать функцию неоднородного уширения гауссовской с полушириной Δ_0 . В приближении медленно меняющихся во времени огибающих получена система нелинейных дифференциальных уравнений для амплитуды поля \mathcal{E} , концентрации экситонов n и биэкситонов N (либо разности населенностей для двухуровневых атомов $\rho = N - n$) и компонент поляризации среды u и v :

$$\dot{u} = \Delta v, \quad \dot{v} = -\Delta u - \frac{1}{2}\sigma\rho\mathcal{E},$$

(1)

$$\dot{n} = -\sigma v \mathcal{E}, \quad \dot{N} = \sigma v \mathcal{E}, \quad \dot{\rho} = 2\sigma v \mathcal{E}, \quad \dot{\mathcal{E}} = -\alpha \sigma v,$$

где $\alpha = 2\pi\hbar\omega$, $\Delta = \omega - \omega_0$ - расстройка резонанса между частотой ω электромагнитной волны и частотой перехода ω_0 в области M -полосы, обусловленной процессом оптической экситон-биэкситонной конверсии, σ - константа конверсии [2, 3]. Система (1) аналогична системе уравнений для двухуровневых атомов [1], за исключением последнего уравнения, определяющего самосогласованно временную эволюцию огибающей импульса \mathcal{E} . В приближении заданного поля уравнение для амплитуды поля \mathcal{E} отсутствует, а форма огибающей импульса задается.

Считаем, что разнесенные во времени падающие импульсы имеют прямоугольную форму с амплитудами \mathcal{E}_{01} , \mathcal{E}_{02} и длительностями τ_1 и τ_2 , соответственно, а время свободной эволюции системы между первым и вторым импульсами равно τ , причем времена τ_1 , τ_2 и τ полагаем много меньшими времени релаксации экситонов и биэкситонов. В зависимости от соотношения между плотностями фотонов f_{01} и f_{02} ($f_{01} = \mathcal{E}_{01}^2/4\pi\hbar\omega$, $f_{02} = \mathcal{E}_{02}^2/4\pi\hbar\omega$) каждого из импульсов и плотности экситонов (двухуровневых атомов) n_0 возможны различные закономерности протекания явления оптического эха, радикально отличающиеся от закономерностей, установленных для двухуровневых атомов в приближении заданного поля. Не останавливаясь на деталях расчета, приведем окончательные результаты. В приближении короткого времени свободной эволюции $\Delta_0\tau \ll 1$ по сравнению с полушириной функции неоднородного уширения имеют место четыре типа решений для усредненной поляризации \mathcal{P} среды, формирующейся после воздействия обоих импульсов.

1. При $f_{01} > n_0$ и $f_{02} > n_0 \text{cn}^2(\theta_1/2)$ получаем

$$\mathcal{P} = \hbar\sigma n_0 \text{sn} \frac{\theta_1}{2} \text{cn} \frac{\theta_1}{2} \left\{ 1 + \text{dn} \Psi_2 \left(\frac{(f_{02}/n_0) \text{sn}^2 \Psi_2}{(f_{02}/n_0) + \text{sn}^2(\theta_1/2)} - \text{cn}^2 \Psi_2 \right) \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \frac{\text{sn}^2(\theta_1/2) \text{sn}^2 \Psi_2}{(f_{02}/n_0) + \text{sn}^2(\theta_1/2)} \right)^{-2} \right\} e^{-1/4 \Delta_0^2 (T-\tau)^2} \sin \omega t, \quad (2)$$

где

$$k_1^2 = n_0/f_{01}, \quad k_2^2 = \left(\frac{f_{02}}{n_0} + \text{sn}^2 \frac{\theta_1}{2} \right)^{-1}, \quad \theta_1 = \sigma \mathcal{E}_{01} \tau_1,$$

$$\theta_2 = \sigma \mathcal{E}_{02} \tau_2, \quad \Psi_2 = \frac{1}{2} \theta_2 \left(1 + \frac{n_0}{f_{02}} \text{sn}^2 \frac{\theta_1}{2} \right)^{1/2}.$$

Здесь k_1 и k_2 - модули эллиптических функций с переменными θ_1 и Ψ_2 , соответственно, θ_1 и θ_2 - площади импульсов, T - момент времени наблюдения эхо-сигнала после окончания действия второго импульса. При $f_{01}, f_{02} \gg n_0$ имеет место предельный переход к выражению для поляризации, полученному в приближении заданного поля [1]. Из (2) видно, что поляризация среды (и интенсивность эхо-сигнала) определяется не только площадями импульсов θ_1 и θ_2 , но также их амплитудами и плотностью экситонов (двухуровневых атомов). Кроме того, максимум поляризации не соответствует площадям $\theta_1 = \pi/2$ и $\theta_2 = \pi$. Множитель, определяющий влияние второго импульса на поляризацию среды, содержит эллиптические функции от аргумента Ψ_2 , который выражается не только через площадь второго импульса, как это имеет место в приближении заданного поля, но также через площадь первого импульса

и концентрации фотонов f_{02} и экситонов n_0 . Это обусловлено тем, что к моменту поступления второго импульса параметры среды благодаря эффекту "памяти" определяются параметрами первого импульса, которые в свою очередь определяют дальнейшую эволюцию поляризации среды при воздействии на нее следующим лазерным импульсом.

2. При $f_{01} > n_0$ и $f_{02} < n_0 \text{cn}^2(\theta_1/2)$ получаем

$$\mathcal{P} = \hbar \sigma n_0 \text{sn} \frac{\theta_1}{2} \text{cn} \frac{\theta_1}{2} \left\{ 1 + \text{cn} \varphi_2 \frac{(2f_{02}/n_0 + \text{sn}^2(\theta_1/2)) \text{sn}^2 \varphi_2 - 1}{(1 - \text{sn}^2(\theta_1/2) \text{sn}^2 \varphi_2)^2} \right\} e^{-1/4 \Delta_0^2 (T-\tau)^2} \sin \omega t, \quad (3)$$

где

$$k_1^2 = n_0/f_{01}, \quad k_2^2 = \frac{f_{02}}{n_0} + \text{sn}^2 \frac{\theta_1}{2}, \quad \theta_1 = \sigma \mathcal{E}_{01} \tau_1, \quad \varphi_2 = \sqrt{\alpha n_0 / 2} \sigma \tau_2.$$

В этом случае поляризация среды выражается через площадь первого импульса θ_1 и не зависит от площади θ_2 . Вместо площади второго импульса по амплитуде электрического поля волны \mathcal{E}_{02} поляризация выражается через некоторую "площадь" φ_2 материального поля (поля вещества), которая пропорциональна корню квадратному от плотности экситонов n_0 . В самом деле, если ввести площадь поля экситонной волны (либо площадь материального поля для системы двухуровневых атомов) выражением

$$\theta_{ex} = \sigma \int_0^{\tau_2} \mathcal{E}_{ex}(t) dt, \quad \mathcal{E}_{ex}^2 = 4\pi \hbar \omega n_0,$$

то $\varphi_2 = 1/2 \sigma \mathcal{E}_{ex} \tau_2 = 1/2 \theta_{ex}$. Здесь, как и в случае 1, поляризация определяется не только площадями первого импульса и материального поля, но также и амплитудами полей \mathcal{E}_{01} , \mathcal{E}_{02} и плотностью экситонов n_0 . Важным здесь является то обстоятельство, что в этом случае исчезает зависимость поляризации среды и интенсивности эхо-сигнала от площади второго импульса, но возникает зависимость от некоторой площади, которая пропорциональна произведению амплитуды поля экситонной волны на длительность второго лазерного импульса. Отметим, что если $f_{02} = n_0 \text{cn}^2(\theta_1/2)$, то из (2) и (3) следует, что \mathcal{P} зависит от площади второго импульса через гиперболические функции.

3. При $f_{01} < n_0$ и $f_{02} > n_0 \text{dn}^2 \varphi_1$ получаем

$$\mathcal{P} = \hbar \sigma \sqrt{n_0 f_{01}} \text{sn} \varphi_1 \text{dn} \varphi_1 \left\{ 1 + \text{dn} \Psi_2 \left(\frac{(f_{02}/n_0) \text{sn}^2 \Psi_2}{(f_{02}/n_0) + k_1^2 \text{sn}^2 \varphi_1} - \text{cn}^2 \Psi_2 \right) \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \frac{k_1^2 \text{sn}^2 \varphi_1 \text{sn}^2 \Psi_2}{(f_{02}/n_0) + k_1^2 \text{sn}^2 \varphi_1} \right)^{-2} \right\} e^{-1/4 \Delta_0^2 (T-\tau)^2} \sin \omega t, \quad (4)$$

где

$$k_1^2 = \frac{f_{01}}{n_0}, \quad k_2^2 = \left(\frac{f_{02}}{n_0} + k_1^2 \text{sn}^2 \varphi_1 \right)^{-1}, \quad \varphi_1 = \sqrt{\alpha n_0 / 2} \sigma \tau_1 = \frac{1}{2} \sigma \mathcal{E}_{ex} \tau_1 = \frac{1}{2} \theta_{ex},$$

$$\Psi_2 = \frac{1}{2} \theta_2 \left(1 + \frac{f_{01}}{f_{02}} \text{sn}^2 \varphi_1 \right)^{1/2}, \quad \theta_2 = \sigma \mathcal{E}_{02} \tau_2.$$

В этом случае поляризация не зависит от площади первого импульса, а вместо нее входит площадь материального поля φ_1 (пропорциональная произведению

амплитуды поля экситонной волны на длительность первого импульса). Влияние второго импульса выражается не только его площадью θ_2 , но также и отношением плотностей фотонов обоих импульсов.

4. При $f_{01} < n_0$ и $f_{02} < n_0 \text{dn}^2 \varphi_1$ находим

$$P = \hbar \sigma \sqrt{n_0 f_{01} \text{sn} \varphi_1 \text{dn} \varphi_1} \left\{ 1 + \text{dn} \varphi_2 \left(\frac{(f_{02}/n_0) \text{sn}^2 \varphi_2}{f_{02}/n_0 + k_1^2 \text{sn}^2 \varphi_1} - \text{cn}^2 \varphi_2 \right) \right. \\ \left. \times \left(1 - \frac{k_1^2 \text{sn}^2 \varphi_1 \text{sn}^2 \varphi_2}{f_{02}/n_0 + k_1^2 \text{sn}^2 \varphi_1} \right)^{-2} \right\} e^{-1/4 \Delta_0^2 (T-\tau)^2} \sin \omega t, \quad (5)$$

где

$$k_1^2 = f_{01}/n_0, \quad k_2^2 = \frac{f_{02}}{n_0} + k_1^2 \text{sn}^2 \varphi_1,$$

$$\varphi_1 = \sqrt{\alpha n_0 / 2 \sigma \tau_1} = \frac{1}{2} \sigma \mathcal{E}_{ex} \tau_1, \quad \varphi_2 = \sqrt{\alpha n_0 / 2 \sigma \tau_2} = \frac{1}{2} \sigma \mathcal{E}_{ex} \tau_2.$$

Как следует из (5), поляризация среды не зависит от площадей обоих импульсов, а определяется только площадями материального поля φ_1 и φ_2 , пропорциональными произведению амплитуды экситонной волны на длительность соответствующего импульса поля падающей волны, а также плотностями фотонов и экситонов.

Укажем, что в случаях 1 и 2 поляризация среды пропорциональна плотности экситонов (либо двухуровневых атомов) n_0 , а интенсивность эхо-сигнала пропорциональна n_0^2 , тогда как в случаях 3 и 4 поляризация пропорциональна $\sqrt{n_0 f_{01}} \sim \mathcal{E}_{01} \sqrt{n_0}$, а интенсивность эхо-сигнала пропорциональна $n_0 f_{01} \sim n_0 \mathcal{E}_{01}^2$. Это обстоятельство весьма важно при экспериментальном исследовании особенностей оптического эха в случае, когда плотность двухуровневых атомов превосходит плотность фотонов первого импульса.

Таким образом, при отходе от приближения заданного поля поляризация среды и интенсивность эхо-сигнала определяются не только площадями импульсов, но также амплитудами полей \mathcal{E}_{01} , \mathcal{E}_{02} и плотностью экситонов, либо могут вообще не зависеть от площадей импульсов, но определяются площадями материального поля. Кроме того, изменяется также зависимость интенсивности эхо-сигнала. Что касается временных закономерностей, то в пределе $\Delta_0 \tau \ll 1$ эхо-импульс возникает через время T после окончания действия второго импульса, равное времени свободной эволюции системы между обоими импульсами.

-
1. Э.А.Манькин, В.В.Самарцев, Оптическая эхо-спектроскопия. М.: Наука, 1984.
 2. П.И.Хаджи, Кинетика рекомбинационного излучения экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев, Штиинца, 1977.
 3. П.И.Хаджи, Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев, Штиинца, 1985.