

## НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И УСИЛЕНИЯ СЛАБОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Э.Г. Пестов

*Показано, что сильное резонансное электромагнитное поле, влияющее на процессы адиабатической релаксации двухуровневых квантовых систем, приводит к радикальному изменению формы спектральных линий поглощения и усиления слабого поля.*

Сильное электромагнитное поле (ЭМП) из-за нелинейных динамических эффектов (НДЭ) приводит к полевому сужению спектральных линий поглощения и усиления слабого ЭМП двухуровневыми квантовыми системами (КС) /1, 2/. В сильном ЭМП спектр представляет собой триплет: центральная компонента на частоте сильного ЭМП  $\omega_0$  и две боковые (сателлитные) спектральные линии, смещенные симметрично относительно центральной на частоту Раби  $\Omega = (\omega^2 + 4|V|^2)^{1/2}$ , где  $V \equiv V_{mn} = -d_{mn}E/2\hbar$  – матричный элемент оператора энергии взаимодействия КС с сильным ЭМП;  $\omega = \omega_0 - \omega_{mn}$  – расстройка частоты сильного ЭМП относительно частоты перехода  $\omega_{mn}$  между энергетическими уровнями КС. Зависимость ширины спектральных линий от интенсивности  $|V|^2$  исследована различными методами /1–3/. Влияние НДЭ на форму спектральных линий поглощения и усиления слабого ЭМП до сих пор не исследовано. Рассмотрению этой задачи для случая малых расстроек  $\omega$  ( $\omega^2 \ll 4|V|^2$ ) посвящена настоящая работа.

Метод исследования базируется на решении дифференциального уравнения для матрицы плотности КС  $\rho(t)$  с параметрами релаксации, зависящими из-за НДЭ от интенсивности сильного ЭМП  $|V|^2$  и расстройки слабого поля  $\delta = \omega_{\mu 0} - \omega_0/1$ . Предполагаем, что на КС действуют два монохроматических ЭМП – слабое с интенсивностью  $|G_{\mu}|^2$  и сильное  $|V|^2$ , причем слабое поле на населенности энергетических уровней практически не влияет. Считаем, что спектральные компоненты триплета в сильном ЭМП хорошо разделены (секулярное приближение). При этих условиях решение уравнения для матрицы плотности  $\rho(t)$  приводит к следующему выражению для спектра усиления и поглощения слабого поля закрытой двухуровневой КС (метод решения описан в /1/):

$$I(|V|, \omega, \delta) \approx \frac{\hbar \omega_{\mu 0} |G_{\mu}|^2 \Gamma_1}{\pi D} \left[ \frac{\Gamma_1 \Gamma_2 + \omega \delta}{\Gamma_1^2 + \delta^2} + \frac{\Omega}{2\Gamma_1} \left( \frac{\omega \Gamma_0 - (\delta + \Omega) \Gamma_1}{\Gamma_0^2 + (\delta + \Omega)^2} - \frac{\omega \Gamma_0 - (\delta - \Omega) \Gamma_1}{\Gamma_0^2 + (\delta - \Omega)^2} \right) \right]. \quad (1)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &\approx \gamma + K(\Omega), \Gamma_2 \approx \gamma + K(0), \Gamma_0 \approx (3/2) \gamma + K(\Omega)/2, \\ D &= \omega^2 + \Gamma_1 \Gamma_2 + 2|V|^2 \Gamma_1 \gamma^{-1} \approx 2|V|^2 \Gamma_1 \gamma^{-1}, K(\Omega) = \int_0^{\infty} K(\tau) \cos \Omega \tau d\tau. \end{aligned} \quad (2)$$

$\gamma$  – полуширина спектральной линии перехода, обусловленная спонтанной релаксацией,  $K(\tau)$  – корреляционная функция адиабатических возмущений частоты перехода КС /2/, зависящая от характера взаимодействия КС с термостатом.

При получении формулы (1) предполагалось также выполнение соотношения  $\Omega \omega \gg \Gamma_2^2$ . При условии  $\Omega \tau_c \gg 1$  ( $\tau_c$  – время корреляции возмущений)  $K(\Omega)$  мало, и ширины всех спектральных компонент (2) определяются только параметром спонтанной релаксации  $\gamma$ . Эффект полевого сужения спектральных линий поглощения и усиления слабого ЭМП предсказан в работе /4/. Принципиально важным является то обстоятельство, что форма спектральных компонент зависит от трех различных параметров релаксации  $\Gamma_0, \Gamma_1, \Gamma_2$ .

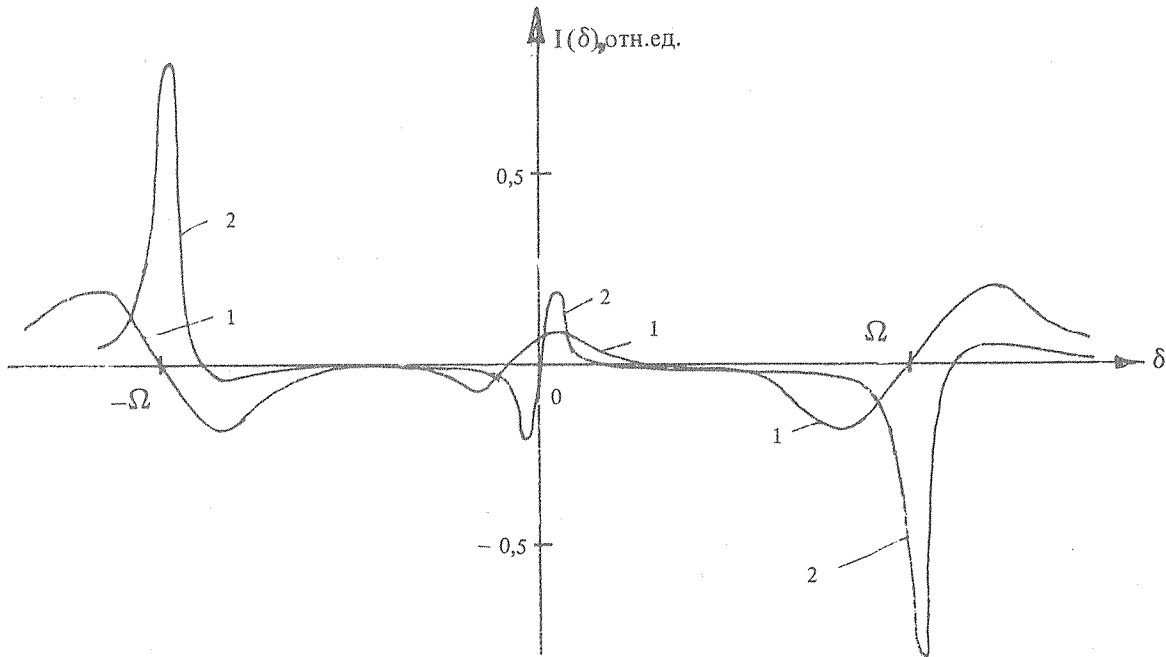


Рис. 1. Спектры поглощения и усиления слабого ЭМП без учета влияния НДЭ (1) и с учетом НДЭ (2).

Из выражения (1) для контура спектральных линий следует, что форма спектра поглощения и усиления слабого ЭМП существенно зависит от соотношения между  $\omega$ ,  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ . Положение экстремумов спутных линий определяется формулой

$$(\delta \pm \Omega)_{1,2} = \Gamma_0 \left( \omega / \Gamma_1 \pm \sqrt{1 + \omega^2 / \Gamma_1^2} \right).$$

Следовательно, если  $\omega^2 \gg \Gamma_1^2$ , то боковые спектральные линии имеют форму, близкую к лоренцевской, с одинаковыми амплитудами, но различными знаками (усиление в области комбинационного спутника  $|\delta - \Omega| \ll \Gamma_0$ ), в противоположном случае  $\omega^2 \ll \Gamma_1^2$  контуры спутников носят дисперсионный характер.

Учтем, что функция  $\Gamma_1(\Omega)$  зависит от интенсивности сильного ЭМП  $|V|^2$  при заданной расстройке  $\omega$ . Считаем  $K(0) \gg \gamma$  и выберем частоту  $\omega_0$  так, чтобы выполнялось неравенство  $\gamma \ll \omega \ll \Gamma_2$ . В этом случае из-за нелинейной зависимости  $K(\Omega)$  от интенсивности ЭМП может наблюдаться (при увеличении  $|V|^2$  до  $\Omega \tau_c \gg 1$ ) переход от дисперсионной формы спутных спектральных линий к узкополосным лоренцианам. При этом ярко проявляются НДЭ, обусловленные влиянием сильного ЭМП на процессы адиабатической релаксации. Качественный вид нелинейной "динамической" трансформации спектра поглощения и усиления слабого ЭМП представлен на рис.1. Кривая 1 соответствует случаю отсутствия влияния НДЭ ( $\Omega \tau_c \ll 1$ ), кривая 2 построена с учетом НДЭ ( $\Omega \tau_c \gg 1$ ,  $K(\Omega) \approx 0$ ) при  $K(0)/\gamma = 5$ ,  $\omega = 2\gamma$ . На рис.1 совмещены положения центров спектральных линий с учетом и без учета влияния НДЭ. Это удобно для сравнения и допустимо в принципе, так как проявление НДЭ определяется соотношением  $\Omega \tau_c \gg 1$ . Поэтому при заданной величине  $\Omega$  можно условно считать переменным параметром время корреляции адиабатических возмущений  $\tau_c$ .

Центральная компонента так же, как и спутники, имеет форму, зависящую от соотношения между параметрами релаксации и расстройкой  $\omega$ . Положение экстремумов этой компоненты определяется формулой

$$\delta_{1,2} = \Gamma_1 \left( -\Gamma_2 / \omega \pm \sqrt{1 + \Gamma_2^2 / \omega^2} \right), \quad (3)$$

из которой видно, что при  $\Gamma_2^2 \gg \omega^2$  спектр носит лоренцовский характер, а при  $\Gamma_2^2 \ll \omega^2$  — дисперсионный. Однако, в отличие от спутников, "динамической" трансформации центральной спектральной линии при увеличении интенсивности сильного ЭМП  $|V|^2$  не происходит, так как  $\Gamma_2 \approx \gamma + K(0)$  от  $|V|^2$  не зависит (при  $\omega^2 \ll 4|V|^2$ ). Нелинейные динамические эффекты проявляются в полевом сужении центральной компоненты /4/ и увеличении ее амплитуды, причем увеличение амплитуды обусловлено различной зависимостью от  $|V|^2$  параметров релаксации  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  (без учета влияния НДЭ  $\Gamma_1 = \Gamma_2$ ).

Экспериментальное исследование нелинейной "динамической" трансформации спектральных линий позволяет определять время корреляции возмущений  $\tau_c$  и их корреляционную функцию  $K(\tau)$ . Это представляет значительный интерес при исследовании взаимодействия квантовых систем с термостатом в сильном ЭМП.

Автор благодарен А.Н. Оравскому за обсуждение полученных результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Пестов Э.Г. Груды ФИАН, 187, 60 (1988).
2. Виноградов Ан.В. Квантовая электроника, 13, 293 (1986).
3. Бакаев Д.С. и др. ЖЭТФ, 83, 1297 (1982).
4. Пестов Э.Г., Раутиан С.Г. ЖЭТФ, 64, 2032 (1973).

Поступила в редакцию 5 сентября 1989 г.