

пускания, а вне ее небольшие отличия (не более 10 дБ) связаны с прямым прохождением сигнала в экспериментальном фильтре.

**Заключение.** Таким образом, практическое значение проведенного исследования состоит в том, что при проектировании устройств на ПАВ на частотах свыше 1 ГГц нужно учитывать двухслойную структуру электродов. Важным обнаруженным свойством двухслойных электродов является возможность значительного снижения вносимых потерь выбором толщины и материала адгезионного подслоя.

#### Список литературы

1. Банков, С.Е. Расчет антенн и СВЧ структур с помощью HFSS Ansoft / С.Е. Банков, А.А. Курушин. – Москва: ЗАО «НПП РОДНИК», 2009. – 256 с.

## СПИН-КРОССОВЕРНЫЕ СИСТЕМЫ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

*Н.С. Буйнов, Н.А. Клиндухов  
Витебск, УО «ВГУ им. П.М. Машерова»*

В случае релаксации из высокоспинового состояния 2 в низкоспиновое 1, если мы положим, что спин-активная подсистема состоит из одинаковых молекул, можно записать выражение для среднего значения всевдо-спина  $\langle s \rangle$  в приближении молекулярного поля [1]:

$$\frac{d\langle s \rangle}{dt} = \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{E_a}{kT}} \left( \cosh \frac{\frac{kT}{2} \ln g - \Delta + qJ\langle s \rangle}{kT} - \langle s \rangle \sinh \frac{\frac{kT}{2} \ln g - \Delta + qJ\langle s \rangle}{kT} \right). \quad (1)$$

Здесь  $E_a$  представляет собой энергию внутримолекулярного барьера,  $\Delta$  – энергию поля лигандов,  $g$  – отношение эффективного вырождения низкоспинового и высокоспинового состояний,  $J$  – константу взаимодействия между ближайшими спин-активными центрами, число которых есть  $q$ .

С другой стороны среднее значение  $\langle s \rangle$  можно представить как разность диагональных элементов матрицы плотности двухуровневой системы:  $\langle s \rangle = \rho_{22} - \rho_{11}$ . Тогда с учетом условия  $\rho_{22} + \rho_{11} = 1$  получим следующие дифференциальные уравнения для диагональных элементов матрицы плотности:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_{11} &= \rho_{22} \Gamma_{21}(\rho_{22}) - \rho_{11} \Gamma_{12}(\rho_{22}) \\ \frac{d}{dt} \rho_{22} &= \rho_{11} \Gamma_{12}(\rho_{22}) - \rho_{22} \Gamma_{21}(\rho_{22}) \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_{12}(\rho_{22}) &= \frac{2}{\tau_0} e^{-\frac{\Delta E_{LH}}{kT}} \exp\left(\frac{2qJ\rho_{22}}{kT}\right), \Gamma_{21}(\rho_{22}) = \frac{2}{\tau_0} e^{-\frac{\Delta E_{HL}}{kT}} \exp\left(\frac{2qJ\rho_{22}}{kT}\right) \\ \Delta E_{LH} &= E_a + \Delta + qJ - \frac{kT}{2} \ln g, \Delta E_{HL} = E_a - \Delta - qJ + \frac{kT}{2} \ln g \end{aligned} \quad (3)$$

В случае взаимодействия с внешним переменным электромагнитным полем происходит переход спин-активных молекул из состояния 1 в некоторое новое короткоживущее состояние 3, из которого идет быстрая релаксация в долгоживу-

щее состояние 2 [2]. Т.е. получаем 3-х уровневую систему (Рис. 1), где учет взаимодействия молекул друг с другом и влияние фоновой подсистемы учтем через параметры поперечной релаксации  $\Gamma_{12}$  и  $\Gamma_{21}$ , определенные в (3).

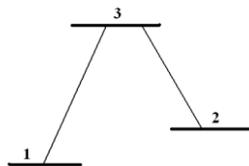


Рис. 1.

В силу «короткоживучести» системы на уровне 3 сделаем допущение о том, что  $\rho_1, \rho_{22} \gg \rho_{33}$ . Тогда, отбрасывая быстро осциллирующие члены, на основе уравнения Лиувилля получим систему уравнений для элементов матрицы плотности

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_{11} &= \rho_{22} \Gamma_{21}(\rho_{22}) - \rho_{11} \Gamma_{12}(\rho_{22}) - \varepsilon_0^2(t) k \rho_{11} \\ \frac{d}{dt} \rho_{22} &= \rho_{11} \Gamma_{12}(\rho_{22}) - \rho_{22} \Gamma_{21}(\rho_{22}) + \varepsilon_0^2(t) k \rho_{11} \end{aligned} \quad (4)$$

здесь  $\omega_{13} = E_3 - E_1$  представляет собой разность энергий для уровней 3 и 1,  $\varepsilon_0(t)$  представляет зависимость амплитуды внешнего сигнала от времени в силу модуляции, а новая константа  $k$  определяется выражением:

$$k = \frac{\gamma_{13} \Gamma_{23}}{2(\Gamma_{13} + \Gamma_{23})(\gamma_{13}^2 + \Delta^2 \omega_{13}^2)}$$

В последнем выражении кроме рассмотренных выше параметров релаксации  $\Gamma_{12}$  и  $\Gamma_{21}$  добавлены еще константы поперечной  $\Gamma_{13}$  и продольной  $\gamma_{13}$  релаксации для переходов  $1 \leftrightarrow 3$ , поперечной  $\Gamma_{23}$  для переходов  $2 \leftrightarrow 3$ .

Второе уравнение системы (4) в точности совпадает с предыдущими результатами [3] в случае отсутствия модуляции, т.е. когда  $\varepsilon_0(t) = 1$ .

В итоге получена система уравнений, определяющая динамику системы в случае взаимодействия с модулированной электромагнитной волной.

#### Список литературы

1. Klinduhov, N. Choice of dynamics for spin-crossover systems / N. Klinduhov, D. Chernyshov, K. Boukheddaden // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 81, № 9. – P. 094408-1–094408-7.
2. Decurtins, S. Light-induced excited-spin-state trapping in iron(II) spin-crossover systems. Optical spectroscopic and magnetic susceptibility study / S. Decurtins, P. Gütllich, K.M., Hasselbach, A. Hauser // Inorg. Chem. – 1985. – № 24. – P. 2174–2178.
3. Boukheddaden, K. Dynamical model for spin-crossover solids. II. Static and dynamic effects of light in the mean-field approach / K. Boukheddaden, I. Shteto, B. Hôo, F. Varret // Phys. Rev. B. – 2000. – Vol. 62, № 22. – P. 14806–14817.

## ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЯХ ПОСТОЯННОГО ТОКА

*В.И. Жидкевич*

*Витебск, УО «ВГУ им. П.М. Машерова»*

В школьном курсе физики рассматривается только стационарный или установившийся режим работы электрической цепи постоянного тока. В этом режиме