

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 Γ_{12} и Γ_{21} , определенные в (3).

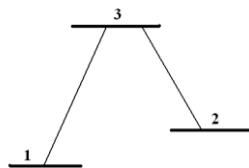


Рис. 1.

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 Γ_{12} и Γ_{21} добавлены еще константы поперечной Γ_{13} и продольной γ_{13} релаксации для переходов $1 \leftrightarrow 3$, поперечной Γ_{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

напряжения и токи во всех участках электрической цепи остаются неизменными в течение сколь угодно большого промежутка времени. При переходе от одного установившегося режима к другому, в электрических цепях возникают электромагнитные процессы, которые называются переходными, или неустановившимися процессами.

Учащиеся, которые принимают участие в олимпиадах и готовятся к поступлению в ведущие вузы республики, должны иметь представление о переходных процессах в электрических цепях постоянного тока. Рассмотрим эти процессы подробнее.

В электрической цепи переходный процесс возникает при изменении режима ее работы: включение или отключение цепи, изменение параметров элементов R , L или C . Указанные действия, вызывающие переходные процессы в электрических цепях, получили название коммутации [1, 2].

Переход от исходного режима работы цепи к последующему установившемуся процессу происходит не мгновенно, а в течение некоторого времени и чаще всего составляет десятые и сотые доли секунды. Объясняется это тем, что каждому состоянию цепи, обладающей индуктивностью L и емкостью C , соответствуют определенные запасы энергии электрического и магнитного полей. Переход к новому режиму связан с нарастанием или убыванием энергии этих полей. Энергия, запасенная в магнитном поле индуктивности L , и энергия, запасенная в электрическом поле емкости C , не может изменяться мгновенно. Внезапное, скачкообразное изменение энергии равносильно тому, что мощность источника, равная производной энергии по времени, достигала бы бесконечных значений, что физически невозможно. В связи с этим скачкообразные изменения тока в катушке и напряжения на конденсаторе невозможны.

Принцип, согласно которому ток в цепи с индуктивностью не может изменяться скачком и в начальный момент переходного процесса сохраняет свое предшествующее значение, а затем плавно изменяется, называют первым законом коммутации. Аналогичный принцип, согласно которому напряжение на зажимах конденсатора не может изменяться скачком и в начальный момент переходного процесса сохраняет свое предшествующее значение, а затем плавно изменяется, называют вторым законом коммутации.

Математический анализ переходных процессов в электрических цепях базируется на том, что закон Ома и правила Кирхгофа применимы как к установившимся, так и к неустановившимся режимам работы цепи.

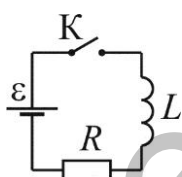


Рис. 1.

Рассмотрим включение катушки индуктивности на постоянное напряжение (рис. 1).

До замыкания ключа K ток в цепи, напряжения U_R и U_L на активном сопротивлении R и индуктивности L равны нулю. Из первого закона коммутации следует, что в начальный момент времени после замыкания ключа (при $t = 0$) ток в цепи равен нулю ($i_0 = 0$), падение напряжения на сопротивлении $i_0 R = 0$, а напряжение на катушке равно напряжению источника $U_{0L} = \varepsilon$ и цепь как бы разомкнута индуктивностью.

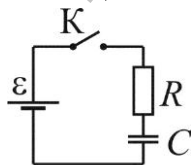


Рис. 2.

Рассмотрим включение цепи с активным сопротивлением R и емкостью C на постоянное напряжение (рис. 2).

До замыкания ключа K в установившемся режиме ток в цепи, напряжения на резисторе и конденсаторе равны нулю. Из второго закона коммутации следует, что в начальный момент переходного периода после замыкания цепи (при $t = 0$) напряжение на конденса-

