

Их удельное сопротивление изменялось в пределах от 0,01 до 0,1 Ом см.

Таким образом, результаты проведенных исследований показывают, что полученные пленки имеют кристаллическую структуру β -SiC и вполне пригодны для изготовления пролупроводниковых приборов.

Л и т е р а т у р а

- [1] K r u a n g a m D., E n d o T., D e g u c h i M., G u a n g - P u. W., O k a m o t o H., H a m a k a w a V. // Optoelectronics: Devices and Technologies (Japan). 1986. V. 1. N 1, P. 67-84.
- [2] N u t t S.R., S m i t h D.J., K i m H.J., D a v i s R.S. - // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 4. P. 203-205.
- [3] S a i d o v M.S., V l a s k i n a S.I. et all. // Phys. Stat. Sol. 1986. V. A97. N 1. P. 347-350.
- [4] Amer Soc. for test of Mat. index of X-Ray date file, 1959.
- [5] М и р к и н Л.И. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М.: Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1961. 850 с.
- [6] Z a n m a r c h i G. // J. Phys. Chem. Solids. 1968. V. 29. N 10. P. 1727-1736.

Институт полупроводников АН УССР,
Киев

Поступило в Редакцию
8 июня 1988 г.
В окончательной редакции
21 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 2

26 января 1989 г.

06.1; 06.2

ЭФФЕКТ ПАМЯТИ В УЛЬТРАДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ С ЭКСИТОНАМИ ФРЕНКЕЛЯ

Е.Я. Г л у ш к о

Физика ультрадисперсных сред (УДС) в настоящее время интенсивно развивается. Обнаружены интересные физические явления в УДС металлов, полупроводников, металлокерамике [1]. Однако свойства УДС молекулярных кристаллов не исследовались до настоящего времени. Приведенные ниже качественные оценки указывают на

возможность ряда эффектов в УДС молекулярных кристаллов, в частности гироэкситонного эффекта памяти, обусловленного взаимодействием статических дипольных моментов экситонов Френкеля с внешним электрическим полем.

Рассматриваемая система представляет собой тонкую пленку, состоящую из мелкодисперсных частичек (шариков) ферриэлектрического молекулярного кристалла. В качестве материала для таких структур могут выступать кристаллы с нецентросимметричными молекулами (тетрааминодифенил (ТАДФ), диаминодинафтил и др.), содержащие две молекулы в элементарной ячейке. Так как давидовские подзоны ферриэлектрика поляризованы противоположно, то при возбуждении кристалла частотой выше потолка экситонной зоны релаксация экситонов в нижнюю подзону сопровождается сменой знака фотоэлектрического эффекта. Это явление наблюдалось для ТАДФ в экспериментальной работе [2].

При облучении пленки в резонанс с одной из давидовских подзон кристаллические шарики поляризуются и начинают ориентироваться дипольными моментами соответствующей подрешетки вдоль поля. Эффективный угол поворота оси шарика определяется силами сцепления, концентрацией экситонов, величиной поля и временем одновременного действия облучения и внешнего поля. Выключение одного из последних двух факторов прекращает процесс ориентации. Сканирование пленки узким световым лучом в условиях меняющегося внешнего поля \vec{E} приводит к запоминанию различными участками величины и направления поля в момент освещения. Заметим, что эффект памяти здесь проявляется в нескольких аспектах. Во-первых, последующие сканирования образца будут воспроизводить без изменения записанную внешним полем картину поляризации пленки. Кроме того, в меру величины анизотропии экситонного кристалла, преимущественная ориентация частиц определяет поперечную (по отношению к пленке) компоненту тензора диэлектрической проницаемости, коэффициент отражения света, упругие свойства и т.п. Стирание записанного сигнала осуществляется изменением направления поля или частоты и поляризации возбуждающего излучения.

Произведем теперь качественные оценки эффекта памяти в УДС с экситонами Френкеля. Если концентрация экситонов равна n , то средний дипольный момент \vec{D} шарика радиусом a равен $\vec{D} = \frac{4\pi}{3} a^3 n \vec{d}$, где \vec{d} — дипольный момент экситона соответствующей подзоны. Во внешнем поле \vec{E} на шарик действует момент силы $\vec{M} = [\vec{D}, \vec{E}]$. Расчет момента сил сцепления двух ферриэлектрических шариков радиусами a_1 и a_2 в маскирующей среде дает для его амплитуды¹

$$M_c = \frac{64\pi^2 a_0^2 d^2}{3 \epsilon_0^2} \cdot \frac{a_1^3 a_2^3}{R_0^5}, \quad (1)$$

¹ Подробный вывод будет опубликован в другом месте.

где a_0 - расстояние между диполями элементарной ячейки, V_0 - объем элементарной ячейки, R_0 - расстояние между центрами шариков. Для значений параметров $V_0 = 10^{-21}$ см³, $a_1 = a_2 = a = 0,1$ мкм, $a_0 = 5 \cdot 10^{-8}$ см, $d = 10^{-18}$ СГСЕ, $n = 10^{16}$ см⁻³ имеем $M_c \approx 10^{-8} \cdot a$ (арг), что соответствует средней силе сцепления $\sim 10^{-8}$ дн на частицу. Отсюда получаем для величины управляющего внешнего поля $E \approx 10^4$ СГСЕ. Для смягчения условия на поле необходимо увеличить концентрацию экситонов или размеры дисперсных частиц.

Характерное время разворота шарика, т.е. время переключения, определяется из уравнения динамики вращения:

$$\tau \approx a \left[\frac{2\rho}{5dnE} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где ρ - плотность кристалла. Если $\rho \approx 1$ г/см³, то $\tau \approx 10^{-6}$ с. Увеличение концентрации экситонов до 10^{18} понижает верхний предел времени переключения до 10^{-7} с. Ограничение снизу определяется сопротивлением среды, окружающей шарик. При считывании записанного сигнала луч света индуцирует поляризацию $P_{\perp} = n \cdot d \cdot \cos \varphi$, где φ - угол ориентации в данном месте пленки. Детектором измеряется разность потенциалов между поверхностями образца

$$U = \frac{4\pi}{\epsilon - 1} P_{\perp} s, \quad (3)$$

где s - толщина пленки, ϵ - диэлектрическая проницаемость. Например, для $s = 10$ мкм имеет $U \approx 10^{-4}$ В.

Обсудим теперь роль факторов, препятствующих эффекту памяти в рассматриваемой системе. Наиболее значительным из них является броуновское движение. При комнатных температурах энергия броуновских качаний шарика $E_T \sim 10^{-14}$ эрг. Силы сцепления будут подавлять тепловые покачивания при условии $M_c \gg E_T$. С другой стороны, работа против сил сцепления не должна превышать энергию взаимодействия шарика с внешним полем $V_E = -(\vec{D} \cdot \vec{E})$. Окончательно имеем условие $V_E \geq M_c \gg E_T$, из которого вытекает ограничение на размеры дисперсных частиц $a \gtrsim 0,1$ мкм.

Приведенные выше оценки эффекта памяти основывались на представлении об однородной системе экситонов внутри шарика, когда притяжением противоположно ориентированных частиц можно пренебречь. Однако связанные состояния экситонных пар, например, на соседних противоположно ориентированных шариках могут приводить к сильному слипанию, причем энергия связи такого биэкситона из-за малых расстояний может превысить V_E . Тем не менее, подобные биэкситонные эффекты, а также эффекты взаимодействия с изображениями, играют здесь второстепенную роль, поскольку время жизни экситонов (10^{-8} с) мало по сравнению с временем переключения и в среднем распределение экситонов однородно [3]. В системе дисперсных частиц с экситонами Френкеля возможен спонтанный фазовый переход в антисегнетоэлектрическое состояние, когда про-

тивоположно ориентированные частицы образуют две подрешетки. Расчет выигрыша в энергии при таком переходе дает для используемых значений параметров n , α , d величину 10^{-15} эрг/частицу, что на порядок меньше энергии теплового движения. Наиболее вероятные состояния невозбужденной дисперсной ферриэлектрической системы — сегнетоэлектрическое или антисегнетоэлектрическое. Эти состояния различной ориентации структур разделены энергетическим барьером в несколько десятков электрон-вольт на частицу. Экспериментальные данные [2] указывают на пренебрежимо малые величины тепловых потерь при возбуждении ТАДФ в области экситонного резонанса.

Рассмотренный выше эффект памяти является следствием более общего эффекта, который может быть назван гироэкситонным. Гироэкситонный эффект проявляется в механическом вращательном движении ферриэлектрического кристалла с экситонами Френкеля во внешнем электрическом поле. Объемная плотность крутящего момента, действующего на возбужденный кристалл в электрическом поле, составляет 10^2 дн/см² для используемых численных значений параметров.

Л и т е р а т у р а

- [1] Петров Д.И. Физика малых частиц, М.: Наука, 1977.
- [2] Пирятинский Ю.П., Чаянов Б.А. // ФТТ. 1985. Т. 27. С. 840-846.
- [3] Агранович В.М. Теория экситонов, М.: Наука, 1968.

Криворожский государственный
педагогический институт

Поступило в Редакцию
11 октября 1988 г.