

## SiO<sub>x</sub> КАК МОДЕЛЬ СРЕДЫ С КРУПНОМАСШТАБНЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ ПОТЕНЦИАЛА

В.А.Гриценко, Ю.П.Костиков, Н.А.Романов

На основе результатов фотоэлектронной спектроскопии SiO<sub>x</sub> предложена модель крупномасштабных флуктуаций потенциала, обусловленных локальной неоднородностью состава. Эксперименты по транспорту электронов подтверждают предсказания трехмерной теории протекания в крупномасштабном потенциальном рельефе.

В [1, 2] была предложена схема крупномасштабных флуктуаций потенциала в компенсированном полупроводнике. Флуктуации потенциала в этой схеме обусловлены неоднородным распределением доноров и акцепторов. В [3] показано, что такая схема реализуется в облученном нейтронами *n*-германии. Локальная ширина запрещенной зоны в этой схеме остается неизменной. Другую принципиальную возможность открывает синтез гетерогенных материалов, флуктуация локальной ширины запрещенной зоны  $E_g(Z)$  которых обусловлена неоднородностью состава.

В настоящем сообщении на основе экспериментальных данных построена модель флуктуации потенциала в SiO<sub>x</sub> и представлены эксперименты по проверке предсказаний трехмерной теории протекания в сильных электрических полях [4].

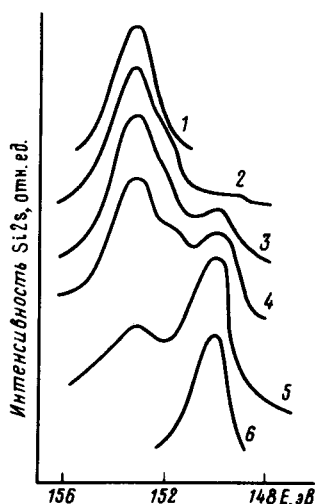


Рис.1. Фотоэлектронные спектры 2S-уровней Si в SiO<sub>x</sub> переменного состава. 1 - SiO<sub>2</sub>, 2 - SiO<sub>1,8</sub>, 3 - SiO<sub>1,6</sub>, 4 - SiO<sub>1,4</sub>, 5 - SiO<sub>1,2</sub>, 6 - Si. Энергия отсчитывается от уровня Ферми спектрометра

Аморфные слои SiO<sub>x</sub> ( $x = 1,8; 1,6; 1,4; 1,2; 0,6$ ) синтезировались из газовой фазы при взаимодействии SiH<sub>4</sub> и N<sub>2</sub>O при  $T = 640^\circ\text{C}$ . Состав слоев варьировался изменением отношения SiH<sub>4</sub>/N<sub>2</sub>O. На рис.1 представлены фотоэлектронные спектры 2S-уровней Si в SiO<sub>x</sub> разного состава.

ва (энергия возбуждения  $E = 1586$  эВ). Экспериментальные спектры можно представить в виде суперпозиции пиков, соответствующих энергии связи 2S-электронов в  $\text{SiO}_2$ , Si и широкого пика, положение которого на шкале энергий, по-видимому, определяется степенью окисления кремния в матричном слое, обозначенным в дальнейшем  $\text{SiO}_y$ . Таким образом, исследованные слои  $\text{SiO}_x$  представляют собой гетерогенный материал, смесь Si,  $\text{SiO}_2$  и  $\text{SiO}_y$ , более детальную информацию о котором не позволяет получить точность эксперимента.

Фотоэлектронные спектры валентной зоны  $\text{SiO}_x$  свидетельствуют о том, что в слоях с большим содержанием кремния ( $x = 0,6; 1,4$ ) верх валентной зоны лежит на  $5 \pm 1$  эВ ниже уровня электрона в вакууме. Этот результат хорошо коррелирует с порогом фотоэмиссии ( $E = 5,2 \pm 0,1$  эВ) электронов из аморфного кремния в вакуум [5]. При уменьшении  $x$  верх валентной зоны монотонно смещается вниз от уровня вакуума до  $9 \pm 1$  эВ в  $\text{SiO}_2$ . Последняя величина согласуется с порогом фотоэмиссии электронов из  $\text{SiO}_2$  в вакуум [6]. Смещение верха валентной зоны от уровня вакуума сопровождается увеличением оптической ширины запрещенной зоны в  $\text{SiO}_x$  от 2 до 4 эВ.

Полученные результаты позволяют восстановить энергетическую схему  $\text{SiO}_x$ . Согласно рис.2  $\text{SiO}_x$  представляет собой кластеры Si и  $\text{SiO}_2$ , "плавающие" в  $\text{SiO}_y$  промежуточного состава. Характерные размеры неоднородностей в  $\text{SiO}_x$  согласно данным электронной микроскопии составляют  $10^{-6}$  см. Принципиальным отличием схемы, изображенной на рис.2 от модели искривленных зон [2] является то, что внутренние поля для неравновесных электронно-дырочных пар способствуют их рекомбинации. Энергии протекания для электронов  $E_n$  и дырок  $E_p$  в отличие от модели искривленных зон в общем случае не равны по абсолютной величине в силу того, что потенциалы, соответствующие краям зон  $E_c$  и  $E_v$  не являются зеркальным отображением друг друга.

Теория протекания в потенциальном рельефе с крупномасштабными флуктуациями потенциала в сильных полях предсказывает закон [4]

$$j = j_0 \exp \left[ - \frac{E_n - (Cea F V_0^\gamma)^{\frac{1}{1+\gamma}}}{kT} \right]. \quad (1)$$

Здесь  $C = 0,25$  – константа, на точность определения которой теория в [4] не претендует,  $\gamma = 0,9$  – критический индекс,  $a$  – пространственный масштаб флуктуации,  $V_0$  – амплитуда флуктуации. При замене уна единицу (1) переходит в закон Пула – Френкеля. Исследование проводимости  $\text{SiO}_x$  в зависимости от поля и температуры свидетельствует о том, что (1) приближенно аппроксимирует экспериментальные данные для  $x = 1,4; 1,6; 1,8$ . При увеличении содержания кремния (уменьшении  $x$ ) диэлектрическая проницаемость  $\text{SiO}_x$  возрастает, при этом наклон вольт-амперных характеристик (ВАХ) в координатах  $\lg j - \sqrt{F}$  возрастает. Традиционная интерпретация проводимости  $\text{SiO}_x$  на основе эффекта Френкеля [7], либо контактно ограниченного эффекта Шоттки, противоречит эксперименту, так как оба эффекта предсказывают уменьшение наклона ВАХ с увеличением диэлектрической проницаемости

$d \lg j / d \sqrt{F} \sim \epsilon^{-1/2}$ . Энергия протекания  $\text{SiO}_x$  определенная из эксперимента, лежит в диапазоне  $1 - 0,4$  эВ в зависимости от состава. На рис.3 представлены экспериментальные ВАХ. Энергия протекания для этого образца составляет  $E_{\Pi} = 0,4 \pm 0,1$  эВ, произведение  $aV_0 = 6 \cdot 10^{-7}$  эВ · см.

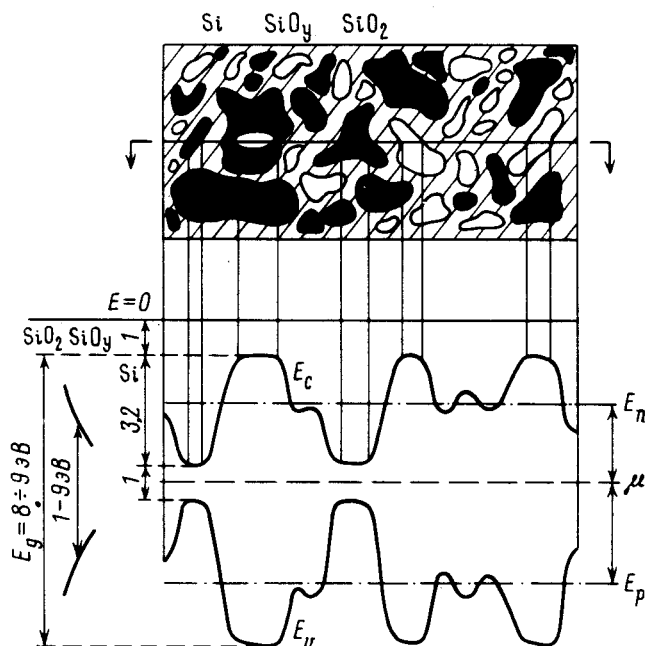


Рис.2.

Рис.2. Строение (вверху) и энергетическая диаграмма  $\text{SiO}_x$ .  $E_n$  и  $E_p$  — уровни протекания для электронов и дырок. Штриховая линия в запрещенной зоне — уровень Ферми

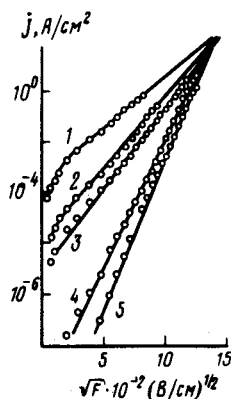


Рис.3.

Рис.3. ВАХ  $\text{SiO}_x$  при разных температурах. 1 —  $T = 470$  К; 2 — 390 К; 3 — 290 К; 4 — 190 К; 5 — 80 К

При  $V_0 = 1$  эВ величина  $a$  составляет  $6 \cdot 10^{-7}$  см. Таким образом, следует полагать, что проводимость  $\text{SiO}_x$  осуществляется протеканием электронов по потенциальному рельефу, образованному Si и  $\text{SiO}_y$ . Доля пространства, занимаемая этими фазами (ее можно оценить из рис.1) составляет  $0,25 \pm 0,1$ , что превышает критическую величину 0,15, необходимую для образования бесконечного кластера в модели перекрывающихся сфер [8]. Теория протекания в сильных полях развита для однородной среды  $E(Z) = \text{const}$ . Для корректного описания протекания в неоднородных средах следует развить теорию, учитывающую перераспределение электрического поля, обусловленного флуктуацией диэлектрической проницаемости  $E(Z)$ ;

## Литература

- [1] Б.И.Шкловский. Письма в ЖЭТФ, 14, 397, 1971.
  - [2] Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. ЖЭТФ, 62, 1156, 1972.
  - [3] А.Р.Гаджиев, С.М.Рывкин, И.С.Шлимак. Письма в ЖЭТФ, 15, 605, 1972.
  - [4] Б.И.Шкловский. ФТП, 13, 93, 1979.
  - [5] D.T.Pierce, W.E.Spicer. Phys. Rev., B5, 3017, 1972.
  - [6] T.N.Di Stefano, E.E.Eastman. Sol. St. Comm., 9, 2252, 1971.
  - [7] R.M.Hill. Phil.Mag., 23, 59, 1971.
  - [8] Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Электронные свойства сильно легированных полупроводников. М., изд. Наука, 1980.
-