

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ ЗАРЯДА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ СУЛЬФИДА СВИНЦА С РАЗЛИЧНЫМ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ РЕЛЬЕФОМ ЗОН

Предложена методика изучения влияния потенциальных барьеров для носителей тока на границе раздела кристаллит — окисная фаза на электрические свойства пленок сульфида свинца, в соответствии с которой, измеряя кинетические зависимости постоянной времени релаксации темнового и фототока от прикладываемого напряжения, можно судить не только о поведении омической проводимости, но и о емкостной и индуктивной проводимостях пленки, обусловленных релаксацией заряда на межкристаллитном барьере. Рассчитана эквивалентная схема таких пленок, которая позволяет пояснить характер протекающих в них процессов релаксации заряда на межкристаллических прослойках и процессов туннелирования. Количественная оценка постоянной времени релаксации фототока позволяет рассчитать минимальное время, необходимое для достижения равновесного значения тока, то есть минимальную длительность оптического сигнала в режиме поэлементного опроса датчиков фотоприемного модуля.

Инфракрасная техника получила широкое распространение в научных исследованиях и во многих практических приложениях. Своим прогрессом она обязана появлению новых материалов, чувствительных в ИК-области спектра, и технологий их изготовления. Одно из достойных мест в ряду узкозонных полупроводников, используемых для создания на их основе тонкопленочных детекторов, занимает сульфид свинца. Детекторы на их основе работают в спектральном интервале 0,6—3 мкм и интервале температур 77—350 К. Достоинством таких фотоприемников является высокая фоточувствительность, хорошая технологичность, легкая совместимость с внешними электрическими цепями коммутации и обработки сигнала, дешевизна изготовления, а также способность работать при комнатных температурах без специального криостатного охлаждения.

Сложилось несколько подходов и моделей, описывающих поведение электропроводности и фотопроводимости пленок сульфида свинца. Однако, многие наблюдаемые явления не могут быть объяснены ни одной из существующих моделей [1, 2]. Наиболее полной и непротиворечивой является, на наш взгляд, модель Неустроева-Осипова, которая заключается в следующем:

Фоточувствительные пленки сульфида свинца состоят из кристаллитов n -типа проводимости, окруженных окисными фазами, которые образуют потенциальный барьер для дырок. Электроны из кристаллитов захватываются на расположенные в окисных фазах акцепторные состояния (распределенные квазинепрерывно в широком интервале энергий), в результате чего на поверхности кристаллитов образуется слой, в котором происходит инверсия типа проводимости, а для электронов, также как и для дырок, возникает потенциальный барьер на межфазной границе. Токоперенос в рассматриваемой модели осуществляется дырками, движущимися вдоль таких инверсионных каналов на поверхности кристаллитов и

туннелирующими сквозь потенциальные барьеры, образованные межкристаллитными прослойками. При освещении пленки генерируемые в объеме кристаллитов электроны и дырки диффундируют к поверхности кристаллитов, где они пространственно разделяются электрическим полем, образованным отрицательно заряженными акцепторными состояниями, расположенными в окисных фазах. Фотоэлектроны скапливаются на краю квазинейтрального объема кристаллитов, а фотодырки — в инверсионной области кристаллитов. Благодаря пространственному разделению фотоносителей разного знака время их жизни значительно возрастает по сравнению с объемным. Соответствующим образом возрастает и фототок, который обусловлен движением основных носителей тока — фотодырок по инверсионным каналам вдоль поверхности кристаллитов.

Таким образом, определяющим в формировании электрических свойств пленок сульфида свинца является наличие потенциальных барьеров как для основных (дырок), так и для неосновных (электронов) носителей тока на границе раздела кристаллит — окисная фаза. Однако, так как барьер для основных носителей тока — дырок туннельнопрозрачен, то на ВАХ и температурной зависимости проводимости этот барьер не проявляется. ВАХ пленок сульфида свинца в большинстве случаев линейны [1, 2] и определяются омической проводимостью дырок в инверсионных каналах, а энергия активации темновой проводимости близка к полуширине запрещенной зоны PbS и составляет $\sim 0,12$ eV. Поэтому получение информации о таких барьерах требует применения других методик.

Нами для изучения роли и влияния потенциального барьера для основных и неосновных носителей тока на границе раздела кристаллит — окисная фаза на электрические свойства пленок сульфида свинца предлагается методика, в соответствии с которой, измеряя кинетические

зависимости постоянной времени релаксации темнового и фототока τ от прикладываемого напряжения в виде П-импульсов, можно судить не только о поведении омической проводимости ($\sigma_R = 1/R$), но и о емкостной ($\sigma_C = \omega C$) и индуктивной ($\sigma_L = 1/\omega L$) проводимостях пленки, обусловленных релаксацией заряда на межкристаллитном барьере особенно на тех участках зависимости, где эти проводимости сравнимы и значительно превышают емкостную проводимость на геометрической емкости C_0 пленки. Как уже было сказано, межкристаллитный потенциальный барьер для электронов образуется за счет пространственного разделения электронов и дырок на границе кристалл-окисная фаза. При этом образуется двойной заряженный слой: с одной стороны находятся электроны, которые локализованы на границе кристаллит-окисная фаза, а с другой — дырки, которые скапливаются на поверхности кристаллита в инверсионном слое. Исходя из этого, мы считаем, что кинетические характеристики пленки сульфида свинца определяются эквивалентной схемой, показанной на рис. 1.

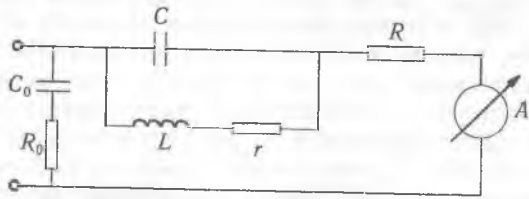


Рис. 1. Эквивалентная схема поликристаллической пленки PbS

Наличие емкости C обусловлено накоплением зарядов противоположных знаков на межфазной границе; перенос дырок через межкристаллитную прослойку путем туннелирования требует ввода в эквивалентную схему параллельной ветви, содержащей индуктивность L и сопротивление r , которые определяют частотные свойства и величину тока в этом процессе; R — сопротивление канала в объеме кристаллита. Геометрическая емкость C_0 и омические потери R_0 при релаксации заряда на емкости C_0 составляли величины, для которых время релаксации $\tau_0 = R_0 C_0 \approx 10^{-8}$ с было значительно меньше, чем время τ релаксации заряда на межкристаллитных потенциальных барьерах. Поэтому в дальнейшем мы релаксацию на геометрической емкости не учитывали.

Рассмотрим процессы, происходящие в RCL -цепи при подключении к ее входу П-образного импульса напряжения с амплитудой U_0 . Общий ток в цепи, протекающий через сопротивление R , равен сумме токов в обеих ветвях цепи, содержащих реактивные элементы.

$$I_R = I_C + I_L. \quad (1)$$

Напряжения, приложенные к обеим ветвям цепи с реактивными элементами, в любой момент времени равны и пусть имеют значение U .

$$U = U_0 - (I_C + I_L)R. \quad (2)$$

Тогда для участка цепи, содержащего индуктивность L , имеем

$$I_L \cdot r = U - L \frac{dI_L}{dt}. \quad (3)$$

Из формул (2) и (3) получаем дифференциальное уравнение для тока протекающего через участок цепи, содержащий индуктивность L

$$\frac{dI_L}{dt} + I_L \frac{r + R}{L} = \frac{U_0 - I_C R}{L}. \quad (4)$$

Перейдем от рассмотрения дифференциального уравнения (4) для тока I_L к дифференциальному уравнению для изменения заряда q на конденсаторе C . В ветви, содержащей емкость C , $I_C = dq/dt$, где $q = UC$ — заряд, накопленный конденсатором.

Следовательно, из (2)

$$\frac{q}{C} = U_0 - \left(\frac{dq}{dt} + I_L \right) R. \quad (5)$$

Выражая I_L , получим

$$I_L = \frac{U_0 C - q}{RC} - \frac{dq}{dt}, \quad (6)$$

продифференцировав по времени (6), имеем:

$$\frac{dI_L}{dt} = -\frac{1}{RC} \frac{dq}{dt} - \frac{d^2 q}{dt^2}. \quad (7)$$

Используя уравнения (4), (6) и (7), находим

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{dq}{dt} \left(\frac{1}{RC} + \frac{r}{L} \right) + \frac{q(r + R)}{RCL} = \frac{U_0 r}{RL}. \quad (8)$$

Формула (8) представляет собой линейное дифференциальное уравнение второго порядка относительно изменения заряда q на конденсаторе C , которое преобразуем к виду:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{dq}{dt} \left(\frac{L + rRC}{RCL} \right) + q \frac{r + R}{RCL} = \frac{U_0 rC}{RCL}. \quad (9)$$

Обозначая

$$A = \frac{L + rRC}{RCL},$$

$$B = \frac{r + R}{RCL},$$

$$D = \frac{U_0 rC}{RCL},$$

имеем:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{dq}{dt} A + qB = D. \quad (10)$$

Общее решение уравнения (9) зависит от выражения $(A^2/4) - B = \gamma^2$ и предполагает три случая:

а) при условии $(A^2/4) - B = \gamma^2 > 0$ решение принимает вид

$$q = q^* + \bar{q} = C_1 e^{-(\beta+\gamma)t} + C_2 e^{(-\beta+\gamma)t} + \frac{U_0 r C}{r+R},$$

где $\beta = A/2$.

При $t=0$ имеем $I_C = U_0/R$, $q=0$, тогда

$$\begin{aligned} q &= C_1 e^{-(\beta+\gamma)t} + C_2 e^{(-\beta+\gamma)t} + \frac{U_0 r C}{r+R} = \\ &= e^{-\beta t} (C_1 e^{-\gamma t} + C_2 e^{\gamma t}) + \frac{U_0 r C}{r+R} = \\ &= \frac{U_0 r C}{r+R} \left\{ 1 + e^{-\beta t} \left[\left(\frac{r+R}{rRC\gamma} - \frac{\beta}{\gamma} \right) \operatorname{sh} \gamma t - \operatorname{ch} \gamma t \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Из временной зависимости заряда q (формула (11)) получим временную зависимость выходного сигнала тока I_R , который нами регистрируется экспериментально. Из уравнений (1) и (6):

$$I_R = \frac{U_0}{R} - \frac{q}{RC}. \quad (12)$$

Подставив в (12) формулу (11), получаем

$$\begin{aligned} I_R &= \frac{U_0}{R} \left\{ \frac{R}{r+R} - \frac{r}{r+R} e^{-\beta t} \times \right. \\ &\times \left. \left[\left(\frac{r+R}{rRC\gamma} - \frac{\beta}{\gamma} \right) \operatorname{sh} \gamma t - \operatorname{ch} \gamma t \right] \right\}; \end{aligned} \quad (13)$$

б) если $(A^2/4) - B = \gamma^2 = 0$, то

$$q = \frac{U_0 r C}{r+R} \left\{ 1 - e^{-\beta t} + \left[\frac{r+R}{rRC} - \frac{L+rRC}{2LRC} \right] e^{-\beta t} t \right\}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} I_R &= \frac{U_0}{R} \left\{ 1 - \frac{r}{r+R} \left[1 - e^{-\beta t} + \right. \right. \\ &\left. \left. + \left(\frac{r+R}{rRC} - \frac{L+rRC}{2LRC} \right) e^{-\beta t} t \right] \right\}; \end{aligned} \quad (15)$$

с) $(A^2/4) - B = \gamma^2 < 0$, тогда

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma}^2 &= B - \frac{A^2}{4} = \\ &= \frac{4R^2 CL - (L - rRC)^2}{4R^2 C^2 L^2} > 0 \end{aligned} \quad (16)$$

и решение имеет вид

$$\begin{aligned} q &= -\frac{U_0 r C}{r+R} e^{-\beta t} \cos \tilde{\gamma} t + \\ &+ \frac{2U_0 CL}{\sqrt{4R^2 CL - (L - rRC)^2}} \times \\ &\times \left[1 - \frac{r(L + rRC)}{2L(r+R)} \right] e^{-\beta t} \sin \tilde{\gamma} t + \frac{U_0 r C}{r+R}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} I_R &= \frac{U_0}{R} \left[\frac{R}{r+R} + \frac{r}{(r+R)} e^{-\beta t} \cos \tilde{\gamma} t - \right. \\ &- \frac{2L}{\sqrt{4R^2 CL - (L - rRC)^2}} \times \\ &\times \left. \left[1 - \frac{r(L + rRC)}{2L(r+R)} \right] e^{-\beta t} \sin \tilde{\gamma} t \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Анализ экспериментальных кинетик тока с помощью данной эквивалентной схемы показал (рис. 2) совпадение формы сигналов для $U_0 = 10V$ при $r \approx 100 \text{ kOm}$, $R = 10 \text{ MOm}$, $C \approx 10^{-12} F$, $L \approx 1000 \text{ H}$, что соответствует первому случаю (формула 13).

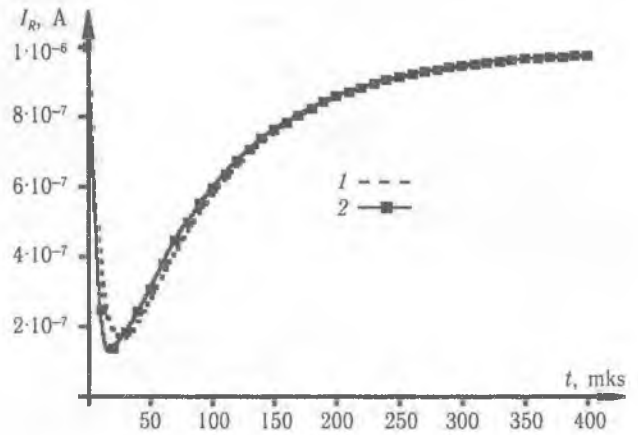


Рис. 2. Зависимость тока от времени при включении П-импульса

1 — расчет по формуле (13), 2 — эксперимент

Достаточно большое значение индуктивности можно объяснить следующим образом: индуктивность описывает процесс туннелирования дырок через межкусталлитные барьеры, а этот процесс является нелинейным (рис. 3), зависящим от прикладываемого напряжения, а следовательно от времени. Влияние такой зависи-

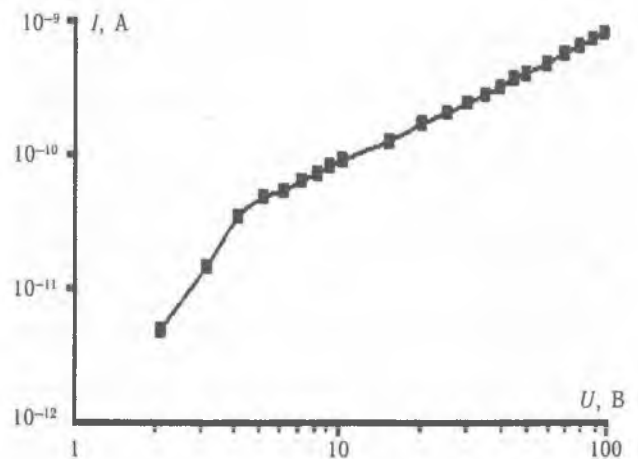


Рис. 3. ВАХ темного тока пленки сульфида свинца

мости на релаксацию тока требует большого значения индуктивности в данной эквивалентной схеме.

Таким образом, данная эквивалентная схема таких полупроводниковых пленок позволяет пояснить характер протекающих в них процессов релаксации заряда на межкуристаллических прослойках (C) и процессов туннелирования (L), а количественная оценка постоянной времени релаксации фототока пленок сульфида свинца позволяет рассчитать минимальное время, необходимое для достижения равновесного значения тока, то есть минимальную длительность оптического сигнала в режиме поэлементного опроса датчиков фотоприемного модуля [3].

Литература

1. Алешин А. Н., Бурлак А. В., Мандель В. Е., Пастернак В. А., Тюрин А. В., Цукерман В. Г. Термополеовое гашение фототока в фотоприемных устройствах на основе пленок сульфида свинца // Фотоэлектроника. — Вып. 9. — 2000.
2. Алешин А. Н., Ляшевская В. А., Мандель В. Е., Павлов С. С., Пастернак В. А., Тюрин А. В. Влияние межкуристаллитных прослоек на электрические свойства пленок сульфида свинца // Фотоэлектроника, 2002. — Вып. 11. — С. 89—91.
3. Алешин А. Н., Мандель В. Е., Павлов С. С., Пастернак В. А., Тюрин А. В. Распределение температуры по рабочей поверхности матричного фотоприемного модуля на основе сульфида свинца при различных режимах его эксплуатации // Тези доповідей 1-ї Української наукової конференції з фізики напівпровідників (з міжнародною участю) (УНКФН-1). — Одеса, Україна, 2002. — С. 176.