

## ЕЛЕКТРИЧНЕ УПРАВЛІННЯ В СТРУКТУРАХ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИК-НАПІВПРОВІДНИК

Теоретично досліджуються провідність та ємність структур типу сегнетоелектрик-напівпровідникова плівка при різних поляризаційних станах сегнетоелектрика. Розглянуто випадки моно- та полідоменного станів сегнетоелектрика як для моно- так і полікристалічної напівпровідникової плівки.

The conduction and capacitance of ferroelectric-semiconductor film systems at various ferroelectric polarized states are theoretically studied. The cases of single- and polydomain ferroelectric polarized states both for single- and polycrystal semiconductor films are considered.

Відомо [1-3], що поверхневий заряд спонтанної поляризованості  $P_s$  сегнетоелектрика створює поле, що проникає в напівпровідник і змінює його електричні властивості. Наприклад, коли напівпровідник з електропровідністю  $n$ -типу зазнає дії позитивного поляризаційного заряду, то концентрація електронів у приконтактній області зростає, що свідчить про наявне збагачення основними носіями заряду.

Розглянемо зміну провідності напівпровідникового резистора, нанесеного на сегнетоелектричну підкладку, та ємності структури конденсаторного типу при перемиканні сегнетоелектрика зі стану  $+P_r$  у стан  $-P_r$  для випадку однорідної плівки напівпровідника і одновісного сегнетоелектрика, в якому після перемикання реалізується монодомений стан, а вектор  $P_s$  спрямований перпендикулярно до межі поділу структури сегнетоелектрик-напівпровідник. У цьому випадку значення залишкової поляризованості  $P_r$  практично збігається з величиною спонтанної поляризованості  $P_s$  (рис.1).

У випадку, коли плівка напівпровідника з електропровідністю  $n$ -типу зазнає дії поля позитивного поляризаційного заряду, то провідність напівпровідникового резистора максимальна і дорівнює

$$\sigma_{\max} = \frac{\mu_n b}{l} (qn_0 d_n + P_s - Q_{nc}), \quad (1)$$

де  $q$  – заряд електрона,  $n_0$  – рівноважна концентрація електронів,  $\mu_n$  – їх рухливість,  $d_n$  – товщина плівки напівпровідника,  $b$  і  $l$  – ширина та довжина тонкоплівкового резистора,  $(P_s - Q_{nc})$  – ефективний поверхневий заряд сегнетоелектрика, що

залежить від значення  $P_s$  та густини заряджених поверхневих станів  $Q_{nc}$ , які екранують поляризаційний заряд.

Питома ємність структури конденсаторного типу для випадку збагачення також максимальна і в першому наближенні буде рівна ємності сегнетоелектричної підкладки

$$C_{\max} = C_c = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_c}{d_c}, \quad (2)$$

де  $\varepsilon_c$ ,  $d_c$  – діелектрична проникність і товщина сегнетоелектрика,  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – діелектрична стала.

Для протилежного напрямку поляризованості підкладки, коли поверхня сегнетоелектрика заряджена негативно (рис.1г), виникає збіднення приконтактної області напівпровідника основними носіями. Провідність плівки зменшується до величини

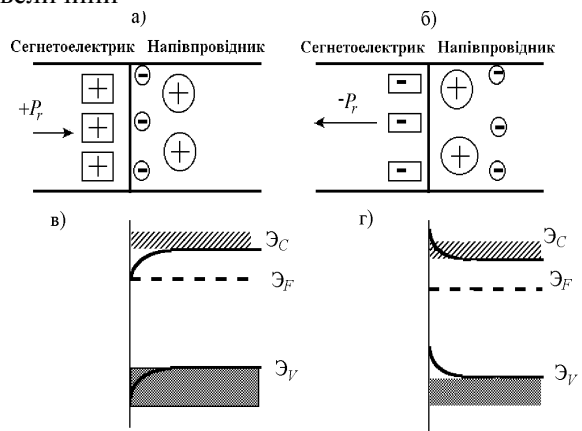


Рис.1. Схематичне зображення зарядів (а, б) і вигину зон у напівпровіднику (в, г) для двох напрямків поляризованості сегнетоелектрика.

$$\sigma_{\min} = \mu_n b q n_0 \frac{d_n - d_{\text{опз}}}{l}, \quad (3)$$

де  $d_{\text{опз}}$  – товщина збідненої області просторового заряду напівпровідника (ОПЗ), яку можна розрахувати так:

$$d_{\text{опз}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_n|\varphi_S|}{qN_d}}, \quad (4)$$

де  $\varepsilon_n$  – діелектрична проникність напівпровідника,  $N_d = n_0$  – концентрація іонізованих домішок,  $\varphi_S$  – поверхневий потенціал.

У першому наближенні  $\varphi_S$  визначається величиною поверхневого заряду спонтанної поляризованості  $P_S$ . Реальне значення  $\varphi_S$  менше від очікуваної величини через часткове екранування поляризаційного заряду зарядом на поверхневих станах межі поділу сегнетоелектрик-напівпровідник, тобто пропорційне  $(P_S - Q_{nc})$ . Значення  $\varphi_S$  може бути визначене за величиною фотоерс при дії імпульсу оптичного випромінювання з довжиною хвилі в області власного поглинання напівпровідника та дозою, що забезпечує режим плоских зон. Зазначимо, що вираз (3) справедливий за умови, коли  $d_{\text{опз}} < d_n$ .

Ємність структури конденсаторного типу для того ж напрямку поляризованості також зменшується, бо становить послідовне з'єднання ємностей сегнетоелектрика  $C_c$  та області просторового заряду напівпровідника  $C_n$ , й визначається як

$$C_{\min} = \frac{C_c C_n}{C_c + C_n} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_c \varepsilon_n}{\varepsilon_c d_{\text{опз}} + \varepsilon_n d_c}. \quad (5)$$

Отже, при перемиканні монодоменної сегнетоелектричної підкладки з стану  $+P_r$  у стан  $-P_r$  можна отримати максимальні зміни провідності резистора та ємності конденсаторної структури, що називаються кратністю і дорівнюють:

$$K_\sigma = \frac{\sigma_{\max}}{\sigma_{\min}} = \frac{q n_0 d_n + P_S - Q_{nc}}{q n_0 (d_n - d_{\text{опз}})}, \quad (6)$$

$$K_c = \frac{C_{\max}}{C_{\min}} = 1 + \frac{C_c}{C_n} = 1 + \frac{\varepsilon_c}{d_c} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0|\varphi_S|}{\varepsilon_n q N_d}}. \quad (7)$$

При перемиканні сегнетоелектричної підкладки за частковим циклом кожному проміжному стану поляризованості сегнетоелектричної підкладки буде відповідати цілком певне значення провідності напівпровідникового резистора чи ємності конденсаторної структури ( $\sigma_+$  і  $C_+$  при  $+P_r^I$ ,  $\sigma_-$  і  $C_-$  при  $-P_r^I$ ).

Як вже відзначалось, при частковому перемиканні в сегнетоелектрику існують домени з протилежним напрямком  $P_S$  (рис.2), що призводить до появи потенціального рельєфу на межі розділення сегнетоелектрика з напівпровідником.

Ось чому різні ділянки напівпровідникової плівки будуть перебувати в стані збіднення чи збагачення в залежності від знака поверхневого поляризаційного заряду окремих доменів. Вигин енергетичних зон у напівпровідникової плівці проходить вздовж межі поділу з сегнетоелектричною підкладкою, що має полідоменну будову.

Коли плівка достатньо тонка (її товщина сумірна з глибиною проникнення електричного поля в напівпровідник), її властивості можна описати закономірностями, характерними для неоднорідних напівпровідників [4, 5], а саме: провідність плівки напівпровідника на сегнетоелектричній підкладці з полідоменною будовою визначається як

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{\mathcal{E}_{др}}{kT}}, \quad (8)$$

де  $\sigma_0$  – провідність однорідної плівки напівпровідника,  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – температура,  $\mathcal{E}_{др}$  – висота дрейфового бар'єра.

Величина  $\mathcal{E}_{др}$  визначається властивостями напівпровідникового і сегнетоелектричного матеріалів, й також залежить від знака поляризаційного заряду та ступеня поляризованості сегнетоелектричної підкладки.

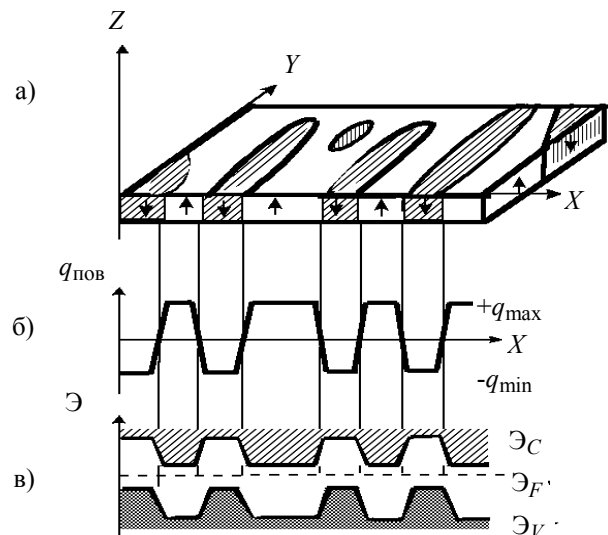


Рис.2. Доменна структура одновісного сегнетоелектрика (а), зміна густини поверхневого заряду  $P_S$  (б) і енергетична діаграма для плівки напівпровідника поблизу межі поділу сегнетоелектрик-напівпровідник (в).

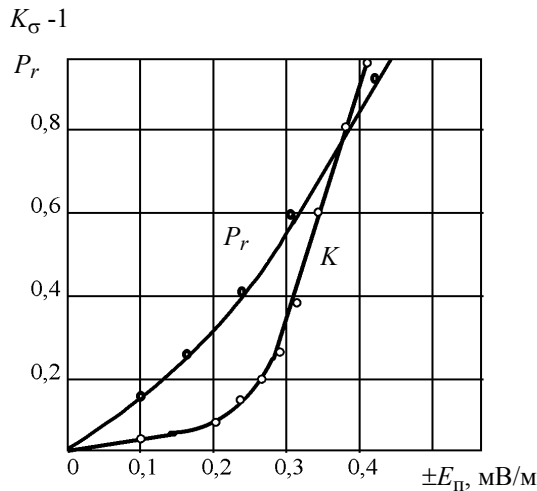


Рис.3. Нормовані залежності кратності  $K_{\sigma}$  для структур НБС-25-SnO<sub>2-x</sub> і залишкової поляризованості  $P_r$  НБС-25 від напруженості поляризуючого поля.

У зв'язку з цим кратність зміни провідності резисторної структури при переполаризації сегнетоелектрика за граничним чи частковим циклом визначається зміною висоти дрейфового бар'єра  $\Delta\mathcal{E}_{др}$  і може описуватись виразом

$$K_{\sigma} = e \frac{|\Delta\mathcal{E}_{др}|}{kT} \quad (9)$$

Ясно, що чим вищий ступінь переполаризації сегнетоелектричної підкладки, тим більша  $K_{\sigma}$ . На рис.3 показана залежність кратності зміни провідності плівки діоксиду олова на підкладці з одновісного монокристалічного ніобату барію-стронцію (НБС-25) від напруженості поляризуючого поля. Для порівняння наведена залежність залишкової поляризованості  $P_r$  від напруженості поляризуючого поля  $E_{п}$ .

Отже, полідоменна будова сегнетоелектричної підкладки приводить до неоднорідної модуляції провідності напівпровідникової плівки й, як наслідок, до зменшення ефективності управління. Експериментальні результати добре узгоджуються з висловленими припущеннями [6].

Полідоменну будову підкладки треба також урахувувати при аналізі характеристик елементів конденсаторного типу. В цьому випадку ємність структури буде залежати від співвідношення площ домену з різною орієнтацією  $P_s$  на поверхні сегнетоелектрика.

Припустимо, що у випадку одновісного сегнетоелектрика відносна площа доменів з напрямом  $P_s$ , який приводить до збагачення плівки напівпровідника, дорівнює  $\delta$ . Тоді частка збіднених

ділянок складе  $(1-\delta)$ . Параметр  $\delta$  визначається експериментально шляхом візуалізації доменної структури.

Маючи на увазі, що питома ємність структури сегнетоелектрик-напівпровідник при збідненні розраховується згідно з формулою (5), рівняння для питомої ємності структури з урахуванням полідоменної будови підкладки можна записати так:

$$C = C_c \delta + \frac{C_c C_n (1-\delta)}{C_c + C_n} \quad (10)$$

Будемо вважати, що при  $+P_r$  виконується умова  $\delta > 0,5$ , тобто площа збагачених ділянок плівки більша, ніж збіднених, а при  $-P_r$  – навпаки і  $\delta < 0,5$ . При  $\delta = 0,5$  сегнетоелектрична підкладка знаходиться в деполаризованому стані.

При перемиканні підкладки з стану  $+P_r$  у стан  $-P_r$  кратність змін ємності структури дорівнює

$$K_c = \frac{C_+}{C_-} = \frac{C_c \delta_1 + C_n}{C_c \delta_2 + C_n} \quad (11)$$

де  $\delta_1$  і  $\delta_2$  – відносні площі збагачених ділянок плівки при  $+P_r$  і  $-P_r$  відповідно. Порівнюючи вирази (7) та (11), бачимо, що полідоменний стан підкладки приводить до зменшення  $K_c$ .

Досі в розглянутих моделях робилось припущення про високий ступінь власної однорідності плівки напівпровідника. Проте, як уже відзначалось, тонкі напівпровідникові плівки на сегнетоелектричних підкладках полікристалічні.

Розглянемо явища, що відбуваються в полікристалічній плівці, нанесеній на сегнетоелектричну підкладку, для двох станів з різним напрямком залишкової поляризованості  $+P_r$  та  $-P_r$ . З прикладенням до резистора на основі полікристалічної плівки, яка осаджена на нейтральній підкладці, порівняно невеликих поздовжніх напруг (за яких виконується умова  $qU/(kTN_{\sigma}) \ll 1$ , де  $N_{\sigma}$  – кількість потенціальних бар'єрів у подовж резистора) питома провідність  $\gamma$  може бути описана виразом [7]

$$\gamma = \frac{q^2}{kT} n_0 \langle V \rangle L e^{-\frac{q\Phi_0}{kT}} \quad (12)$$

Тут  $\langle V \rangle$  – середнє значення теплової швидкості руху носіїв,  $L$  – ширина потенціального бар'єра в плівці (рис.4).

Оскільки  $\gamma = qn_0\mu_n$ , то дрейфова рухливість основних носіїв заряду записується так:

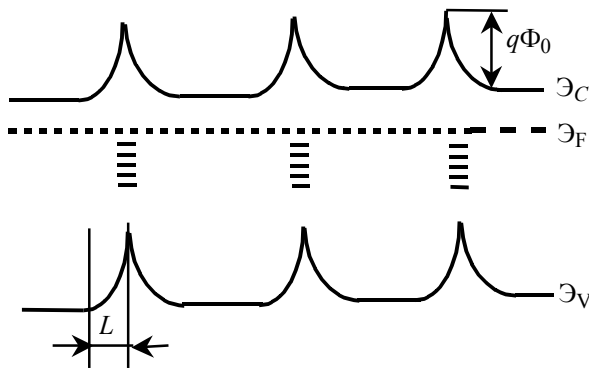


Рис.4. Схема енергетичних зон полікристалічної напівпровідникової плівки *n*-типу з міжзеренними границями.

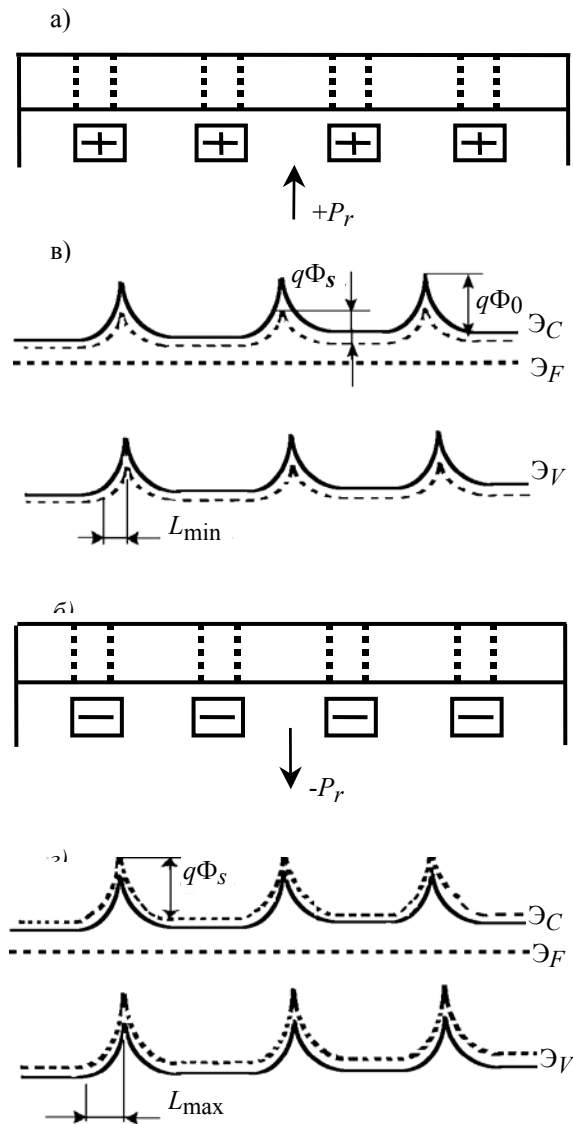


Рис.5. Схематичне зображення полікристалічної плівки напівпровідника *n*-типу на сегнетоелектричній підкладці (а, б) і енергетичних зон (в, г) при різних напрямках  $P_r$ .

$$\mu_n = \frac{q}{kT} \langle V \rangle L e^{-\frac{q\Phi_0}{kT}} \quad (13)$$

Нехай сегнетоелектрична підкладка перебуває в стані  $+P_r$ , тобто поверхневий заряд на межі з напівпровідником позитивний (рис.5).

Тоді в кристаліті на межі з підкладкою утворюється шар, збагачений основними носіями заряду. В області міжкристалітного бар'єра відбувається або часткове звільнення пасткових рівнів під дією заряду  $P_r$ , або компенсація поляризаційним зарядом заряду на поверхневих станах, що зумовлює зниження висоти бар'єра  $q\Phi_0$  до  $q\Phi_s$  (рис.5в), при цьому ширина потенціального бар'єра  $L$  зменшується. Оскільки рухливість носіїв заряду  $\mu_n$  експоненційно залежить від  $q\Phi_0$ , то відбувається її збільшення при зниженні висоти бар'єра. Якщо в першому наближенні припустити, що середня концентрація носіїв заряду в кристаліті змінюється незначно, то через наявність зв'язку між провідністю, концентрацією та рухливістю виходить, що провідність полікристалічної плівки при перемиканні підкладки в стан  $+P_r$  зростає.

Якщо сегнетоелектрична підкладка поляризована в протилежному напрямку  $-P_r$  (рис.5б), то біля межі поділу формується збіднений носіями шар. При цьому глибина проникнення поля поверхневого заряду залишкової поляризованості  $P_r$  на ділянці міжкристалітних границь буде значно більшою, ніж безпосередньо в ділянці кристаліта через меншу концентрацію основних носіїв заряду на інших ділянках. Це приводить до збільшення висоти потенціальних бар'єрів полікристалічної плівки (рис.5г) і, як наслідок, до зменшення її провідності.

Отже, перемикання підкладки з стану  $+P_r$  у стан  $-P_r$  спричиняє зменшення  $\gamma$  полікристалічної плівки, причому ця зміна зумовлена насамперед зменшенням  $\mu_n$  при зростанні висоти потенціальних бар'єрів між кристалітами.

Підтвердженням висновків, отриманих у рамках запропонованої моделі, є результати досліджень у широкому інтервалі температур бар'єрної складової дрейфової рухливості основних носіїв заряду в плівці завтовшки 60 нм (напівпровідник *p*-типу), нанесеній на підкладку з ТГС завтовшки 0,5 мм, при різних станах її поляризованості (рис.6) [8].

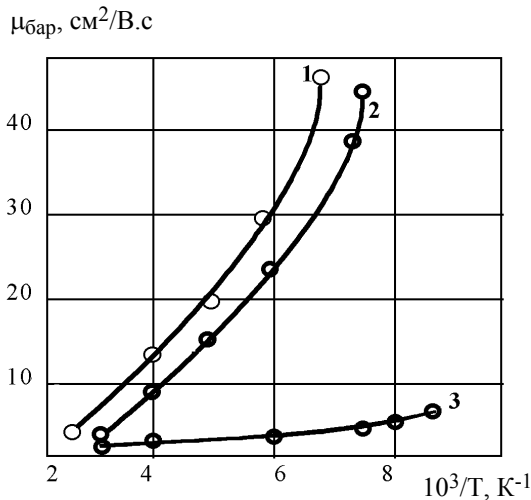


Рис.6. Температурні залежності бар'єрної складової дрейфової рухливості основних носіїв заряду в плівці Te (структура TGS-Te) при значеннях залишкової поляризованості:  $-P_{r,max}$  (1),  $P_r=0$  - деполіаризований стан (2),  $+P_{r,max}$  (3).

Оскільки розсіяння носіїв заряду на міжкристалітних бар'єрах при низьких температурах домінує [8] і  $\mu_{бар}$  в цьому разі практично визначає дрейфову рухливість  $\mu_{др}$ , то очевидний вплив поляризаційного заряду на рухливість носіїв, а отже, на  $\gamma$  полікристалічних плівок. У такому випадку  $K_{\sigma}$  у першому наближенні буде визначатись кратністю зміни рухливості носіїв заряду при перемиканні підкладки. Тоді на підставі (12) і (11) кратність зміни провідності плівки при реполяризації підкладки зі стану  $+P_r$  у стан  $-P_r$  варто записати як

$$K_{\sigma} = \frac{\sigma_{max}}{\sigma_{min}} = \frac{\mu_{n,max}}{\mu_{n,min}} = \frac{L_{max}}{L_{min}} e^{\frac{q|\Delta\Phi_0|}{kT}}, \quad (14)$$

де  $\mu_{n,max}$ ,  $L_{max}$ ,  $\mu_{n,min}$ ,  $L_{min}$  – рухливість носіїв заряду та ширина потенціального бар'єра в стані  $+P_r$  і в стані  $-P_r$ , відповідно,  $\Delta\Phi_0$  – зміна висоти потенціального бар'єра.

Розглянуті моделі дозволяють отримати уявлення тільки про загальний характер фізичних процесів, що протікають у структурах з монодомінізованою підкладкою. Слід очікувати, що ситуація значно ускладниться при наявності потен-

ціального бар'єра на поверхні сегнетоелектрика. Побудова якісної моделі для опису процесів у таких структурах надзвичайно складна, позаяк існує велика кількість погано контрольованих факторів, як от міжкристалітні границі та дефекти в напівпровідникових полікристалічних плівках, густина поверхневих станів на межі сегнетоелектрика з напівпровідником, полідоміненна структура підкладки і т.п.

У структурах конденсаторного типу роль міжкристалітних бар'єрів плівки напівпровідника буде не такою суттєвою через те, що ефективна площа їх значно менша, ніж площа кристалітів [8]. Тому модуляція ємності структури при реполяризації підкладки імпульсами поля визначатиметься, переважно, модуляцією областей просторового заряду кристалітів. У зв'язку з цим для кратності зміни ємності структури  $K_c$  справедливими будуть отримані раніше вирази (7) і (11).

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Вуд В.М., Гуро Г.М., Иванчик М.И. Эффект поля в контакте полупроводника с С-доменным сегнетоэлектриком // ФТП. - 1970. - 4, вып.1. - С.162.
2. Фридкин В.М. Сегнетоэлектрики-полупроводники. - М.: Наука, 1975.
3. Барфут Дж., Тейлор Дж. Полярные диэлектрики и их применение. - М.: Мир, 1981.
4. Щейнкман М.К., Шик А.Я. Долговременная релаксация и остаточная проводимость в полупроводниках // ФТП. - 1976. - 10, вып.2. - С.209-233.
5. Шик А.Я. К теории остаточной проводимости в неоднородных полупроводниках // ФТП. - 1977. - 11, вып.4. - С.777-779.
6. Афанасьев В.П., Крамар Г.П., Соснин А.В. Приемники излучения с управляемыми характеристиками на основе структуры сегнетоэлектрик-полупроводник. - Киев, 1991. - (Препр / Институт физики АН УССР: №)
7. Афанасьев В.П., Соснин А.В. и др. Применение структур сегнетоэлектрик-полупроводник в устройствах электроники. Аналитический обзор за 1980-1990 гг. - М.: НТЦ "Информтехника", 1991.
8. Минина Е.В. Электрические и фотоэлектрические свойства МДП-структур с активными диэлектриками: Дис... канд. физ. - мат. наук. - Ленинград.: ЛЭТИ, 1989.