

ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ОБЛАСТІ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ В CdTe-ДЕТЕКТОРАХ γ-ВИПРОМІНЮВАННЯ З БАР'ЄРОМ ШОТТКІ

Досліджено просторовий розподіл густини об'ємного заряду, потенціальної енергії носіїв та напруженості електричного поля в діоді Шотткі із врахуванням глибоких рівнів домішок (дефектів) у забороненій зоні напівпровідника. Проаналізовано їх вплив на товщину області просторового заряду. З'ясовано, що вплив компенсації на товщину бар'єрної області – незначний.

The spatial distribution of the space charge density, the potential energy of carrier and the electric-field strength in Schottky diode with allowance made for deep levels of impurities (defects) in the semiconductor bandgap are investigated. The effect of them onto the width of the space-charge region has been elucidated. It is shown that the effect of compensation onto the barrier region is inconsiderable.

Телурид кадмію – важливий матеріал для напівпровідникових детекторів X - і γ -випромінювання, який упродовж декількох десятиліть широко застосовуються в науці, техніці, медицині та інших областях. Завдяки більшому ніж у кремнію та германію атомному номеру (48 і 52 для CdTe, 14 і 32 для Si і Ge), енергетичний діапазон CdTe-детекторів розширюється аж до ~ 1 MeV, а більш широка заборонена зона ($\sim 1,5$ eV) забезпечує роботу приладу без криогенного охолодження. Однак виробництво CdTe-детекторів стикається з цілим комплексом проблем. Перша з них пов'язана з малим часом життя носіїв, який навіть у найчистіших і найдосконаліших монокристалах не перевищує декількох мікросекунд. Щоб запобігти захопленню або рекомбінації носіїв, які виникли в результаті поглинання кванта, до кристала завтовшки декілька міліметрів доводиться прикладати напругу декілька сотень вольт. При цьому, ціною втрати чутливості та ускладнення схеми реєстрації, виключають вплив дірок, рухливість яких більш як на порядок менша рухливості електронів (відповідно 60–80 і 1000–1100 $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$). Інша технологічна проблема – виготовлення однорідних напівізольюючих монокристалів з електропровідністю, близькою до власної, що є умовою малого темного струму. Занадто великий темновий струм у колі спектрометричного детектора погіршує найважливіший його параметр – енергетичну роздільну здатність. Розв'язання вищевказаних проблем є складною задачею і, як результат, вартість CdTe детекторів –

досить висока. На початку 90-х років було встановлено, що технологічні проблеми легше подолати, замінивши CdTe твердим розчином $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x=0,05-0,1$). Проте, якісного поліпшення характеристик детектора не відбулося: питомий опір кристалів $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ може бути більш високим, але добуток рухливості на час життя ($\tau\mu$) виявляється помітно меншим, ніж для CdTe.

Застосування бар'єру Шотткі в детекторах приваблює з цілої низки причин. По-перше, оскільки при зворотному зміщенні вільні носії в області просторового заряду практично відсутні, струм у детекторі з бар'єром Шотткі може бути набагато меншим ніж у монокристалі з омичними контактами такої ж площі. По-друге, існування тонкої бар'єрної області дозволяє досягати більшої, ніж в об'ємних детекторах, напруженості електричного поля при помірній прикладеній напрузі (наприклад, 10^5 В/см при напрузі 10 В і товщині бар'єрної області 1 мкм). Отже, застосування бар'єру Шотткі забезпечує низькі шумові характеристики, ефективне збирання носіїв і, як наслідок, більш високу енергетичну роздільну здатність детектора.

Спроби створити детектори X - і γ -випромінювання з бар'єрною структурою (p - i - n , m - i - n) робилися неодноразово [1,2]. Однак інтерес до таких детекторів послабився після освоєння технології серійного виготовлення комерційних детекторів на основі однорідних монокристалів CdTe, а потім $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$, із задовільними характеристиками. Проте, наприкінці 1990-х років у серії публікацій

Т. Такагаши зі співавторами [3-7] було представлено результати, що свідчать про істотне зменшення (при зворотному зміщенні) темного струму в CdTe-детекторі з In/p-CdTe бар'єром Шотткі у порівнянні з детекторами на основі об'ємних монокристалів. Завдяки зменшенню темного струму (більш ніж на 2 порядки при 300–400 В і 300 К) і можливості підвищення напруги зміщення до ~ 1000 В, з'явилась можливість виробництва детекторів високоенергетичних квантів (наприклад, 662 кеВ) з граничною енергетичною роздільною здатністю без застосування спеціальної схеми обробки електричного сигналу у колі детектора [8].

Не маючи сумніву щодо істотного прориву на шляху поліпшення характеристик розроблених детекторів, слід, проте, звернути увагу на цілий комплекс нерозв'язаних питань щодо ролі бар'єру Шотткі в цих приладах та його параметрів. У даній роботі аналізується розподіл потенціалу, напруженості електричного поля і об'ємного заряду в діоді Шотткі із врахуванням глибоких рівнів та компенсації акцепторів донорами.

1. Характеристики діода Шотткі із врахуванням глибоких рівнів у забороненій зоні

Розподіл потенціалу $\varphi(x, V)$, напруженості поля $F(x, V)$ і ширина області просторового заряду $W(V)$ у діоді Шотткі визначаються рівнянням Пуассона, яке в одномірному випадку таке:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \varepsilon\varepsilon_0 Q(x, V), \quad (1)$$

де ε – діелектрична проникливість напівпровідника, ε_0 – електрична постійна, $Q(x, V)$ – густина об'ємного заряду.

Якщо електропровідність напівпровідника p -типу провідності визначається мілкими (повністю іонізованими) акцепторами з концентрацією N_a , то густину об'ємного заряду можна вважати незалежною від координати. У цьому випадку рівняння Пуассона розв'язується аналітично, а $\varphi(x, V)$, $F(x, V)$ і $W(V)$ описуються відомими виразами:

$$\varphi(x, V) = (\varphi_0 - eV) \left(1 - \frac{x}{W(V)}\right)^2, \quad (2)$$

$$F(x, V) = \frac{2(\varphi_0 - eV)}{eW(V)} \left(1 - \frac{x}{W(V)}\right), \quad (3)$$

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - eV)}{e^2 N_a}}, \quad (4)$$

де φ_0 – висота бар'єру в рівновазі, e – заряд елек-

трона (координата відраховується від поверхні напівпровідника).

Як відомо, навіть у найчистіших і досконалих монокристалах CdTe є домішки (дефекти) з концентрацією аж до 10^{15} – 10^{17} см^{-3} , серед яких є глибокі акцептори з різною енергією іонізації [10,11]. У цьому випадку густина об'ємного заряду вже залежатиме від координати, а характеристики діода Шотткі зазнаватимуть якісних змін.

Розглянемо напівпровідник з трьома акцепторними рівнями – мілким E_{a1} і двома глибокими E_{a2} і E_{a3} (рис.1). Мілкі акцептори повністю іонізовані і в об'ємній частині напівпровідника їхній заряд компенсований дірками у валентній зоні (у діоді Шотткі на контакті напівпровідника p -типу провідності з металом зони викривляються донизу, внаслідок чого й утворюється збіднений шар). Компенсації заряджених мілких акцепторів тут не відбувається, тому виникає об'ємний заряд з постійною густиною. У міру наближення до межі поділу глибока акцепторна домішка з енергією іонізації E_{a2} опиняється нижче рівня Фермі E_F . Густина об'ємного заряду стрибком збільшується і залишається незмінною, доки рівні третього типу акцепторів (E_{a3}) не опиняться нижче рівня Фермі, внаслідок чого відбудеться ще один стрибок на залежності $Q(x, V)$.

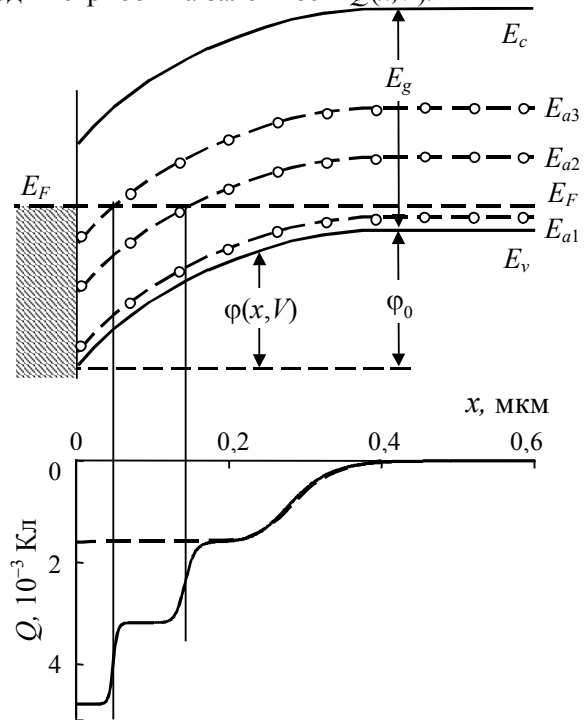


Рис.1. Вгорі – енергетична діаграма діода Шотткі на основі напівпровідника з глибокими рівнями. Внизу – результати розрахунків розподілу об'ємного заряду. Пунктир на нижньому рисунку – розподіл заряду при наявності лише мілкої домішки.

Рівняння Пуассона для бар'єру Шоттки у напівпровіднику з глибокими рівнями, розв'язується чисельними методами [12]. Концентрацію заряджених акцепторів, дірок у валентній зоні і електронів у зоні провідності можна представити у вигляді

$$N_{ai}^- = \frac{N_{ai}}{\exp\left(\frac{E_{ai} - \Delta\mu - \varphi(x, V)}{kT}\right) + 1}, \quad (5)$$

$$p(x, V) = \frac{N_v}{\exp\left(\frac{\Delta\mu + \varphi(x, V)}{kT}\right) + 1}, \quad (6)$$

$$n(x, V) = \frac{N_c}{\exp\left(\frac{E_g - \Delta\mu - \varphi(x, V)}{kT}\right) + 1}, \quad (7)$$

де N_{ai} – концентрації акцепторів ($i=1,2,3$), $N_c = 2(m_n^*kT/2\pi\hbar)^{3/2}$ і $N_v = 2(m_p^*kT/2\pi\hbar)^{3/2}$ – ефективна густина станів у зоні провідності і валентній зоні, $\Delta\mu$ – енергетична відстань від рівня Фермі до вершини валентної зони, яка знаходилася з умови електронейтральності в об'ємі напівпровідника (фактори спінового виродження всіх домішок прийняті за 1). За енергії іонізації акцепторів було прийнято $E_{a1}=0,05$ еВ, $E_{a2}=0,3$ еВ, і $E_{a3}=0,7$ еВ, а всі три концентрації дорівнювали 10^{16} см $^{-3}$ ($\Delta\mu=0,16$ еВ при 300 К). Використовувалися такі граничні умови: при $x \rightarrow \infty$ приймалося $\varphi \rightarrow 0$, при $x=0$ – $\varphi = \varphi_0 = 0,85$ еВ.

Як видно з рис.1, результати комп'ютерного розрахунку густини об'ємного заряду $Q(x)$ підтверджують викладені вище міркування. Постійність густини об'ємного заряду, як для випадку відсутності глибоких рівнів, не спостерігається: на залежності $Q(x)$ помітні три горизонтальні ділянки з перехідними областями між ними.

Очевидно, що складний хід $Q(x)$ змінює залежність від координати потенціалу і напруженості електричного поля, що описуються формулами (2) і (3). При наявності глибоких домішок густина об'ємного заряду стає залежною від координати. Результати розрахунку густини об'ємного заряду в діоді Шоттки для даної схеми домішкових рівнів при різних напругах зміщення представлено на рис.2а.

При $V=0$ в шарі, прилеглому до нейтральної області діодної структури, об'ємний заряд створюється лише мілкими акцепторами, але в міру наближення до поверхні в процес включається

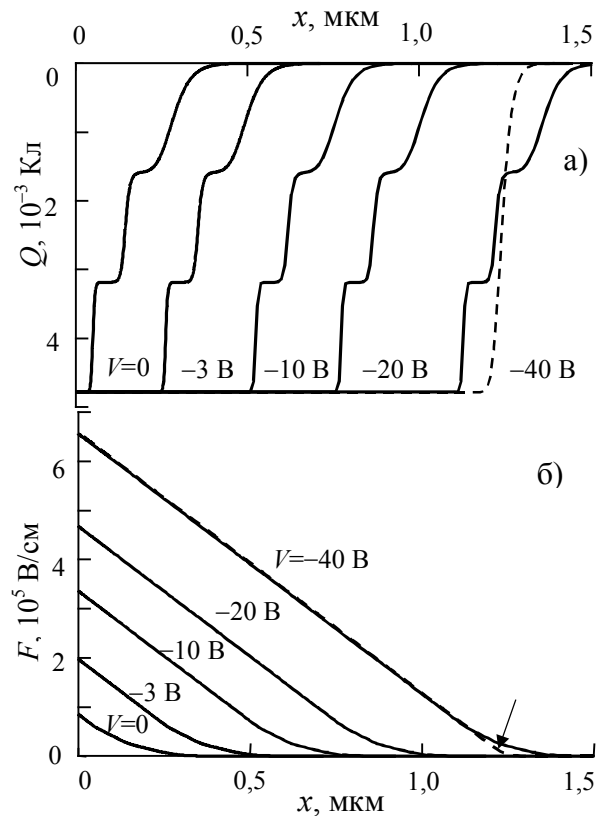


Рис.2. Розподіл густини об'ємного заряду в діоді Шоттки для напівпровідника з глибокими рівнями при різних зворотних зміщеннях (а). Розподіл напруженості електричного поля в діоді Шоттки за тих же умов. Пунктирні лінії – розрахунки для випадку одного мілкового рівня з концентрацією, що дорівнює сумі концентрацій усіх домішок при $V=-40$ В.

домішка з енергією іонізації E_{a2} , а потім і E_{a3} . При прикладанні зворотного зміщення вся область просторового заряду розширюється а область, де густина об'ємного заряду визначається всіма трьома домішками, з випередженням. Останнє означає, що при збільшенні напруги область, де напруженість електричного поля є лінійною функцією координати, розширюється (рис.2б). На рис.2 пунктирними лініями показані також криві, розраховані для напівпровідника з одним мілким акцепторним рівнем, але з концентрацією, що дорівнює сумі концентрацій всіх трьох акцепторів. Видно, що при підвищеній напрузі (у даному випадку $V=-40$ В), у переважаючій частині збудненого шару характеристики діода для випадку трьох акцепторних домішок, або однієї домішки, але з сумарною концентрацією, досить близькі. З цього випливає, що розподіл потенціалу $\varphi(x, V)$ і напруженості поля $F(x, V)$, а також ширина області просторового заряду $W(V)$ в діоді Шоттки в напівпровіднику, що містить декілька акцептор-

них домішок, при підвищених зворотних зміщеннях описується формулами (2), (3) і (4), якщо під N_a розуміти сумарну концентрацію всіх акцепторів.

2. Вплив компенсації

Отримання напівізольюючого матеріалу при значній концентрації акцепторів декількох типів можливе лише за умови компенсації їх донорами. Аналіз показує, що для найпростішого досягнення провідності, близької до власної, потрібна не повна 100% компенсація, а приблизно 50% компенсація акцептора, рівень якого розташований поблизу середини забороненої зони [14].

Розглянемо однорідний напівпровідник з трьома акцепторними рівнями E_{a1} , E_{a2} , E_{a3} і одним донорним з енергією іонізації $E_d=0,1$ eV та концентрацією N_d . Концентрації дірок і електронів у зонах, а також заряджених акцепторів, описуються виразами відповідно (6), (7) і (5) при $\varphi(x, V)=0$, а заряджених донорів – формулою

$$N_d^+ = \frac{N_d}{\exp\left(-\frac{E_g - \Delta\mu - E_d}{kT}\right) + 1} \quad (8)$$

Положення рівня Фермі в залежності від ступеня компенсації $\xi=E_d/E_a$ знайдемо з рівняння електронейтральності, яке в даному випадку таке

$$n + \sum_{i=1}^{i=3} N_{ai}^- = p + N_d^+ \quad (9)$$

На рис.3 наведено залежність енергії рівня Фермі $\Delta\mu$ (відрахованої, як і раніше, від вершини валентної зони) від концентрації донорів N_d при $E_{a1}=0,05$ eV, і трьох значень енергії іонізації глибокого акцептора $E_a=0,5, 0,75$ і $1,0$ eV (концентрації всіх акцепторів прийняті 10^{16} см $^{-3}$).

Як і очікувалося, близька до власної провідність ($\Delta\mu=0,75$ eV) досягається при повній компенсації акцепторів з енергією E_{a1} і частковій компенсації акцептора з енергією E_{a2} . Якщо другий акцепторний рівень розташований посередині забороненої зони ($E_{a2}=0,75$ eV), то власна провідність відповідає його 50% компенсації, а якщо нижче середини забороненої зони ($E_{a2}=0,5$ eV) – ступеню його компенсації близькому до 100% ($N_d \approx N_{a1} + N_{a2}$). Якщо другий акцепторний рівень розташований вище середини забороненої зони ($E_{a2}=1,0$ eV), власна провідність відповідає 100% компенсації мілкового акцептора ($N_d \approx N_{a1}$).

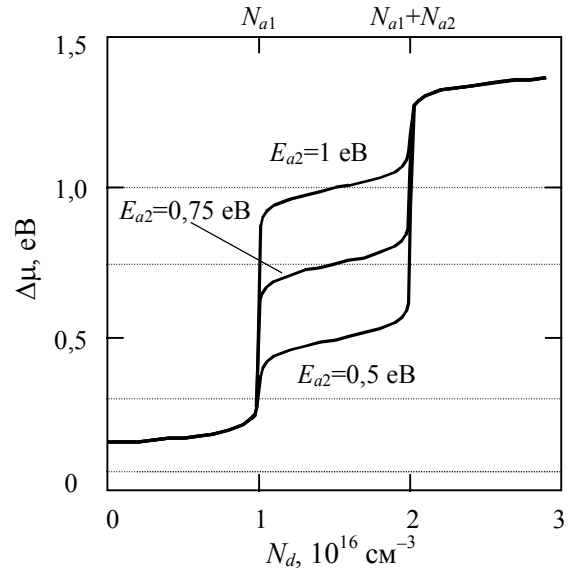


Рис.3. Положення рівня Фермі в залежності від концентрації компенсуючої донорної домішки при різній глибині акцепторного рівня E_{a2} .

Важливо, що в першому випадку точка $\Delta\mu=0,75$ eV знаходиться на пологій ділянці кривої $\Delta\mu(N_d)$, а в другому й третьому випадках – на різко зростаючій ділянці кривої. Останнє означає: якщо акцепторний рівень, який компенсується, віддалений від середини забороненої зони, то власна провідність досягається при надзвичайно точно витриманій компенсації, і при найменшому відхиленні провідність напівпровідника різко зростає за рахунок зростання або електронної, або діркової провідності. Якщо ж акцепторний рівень, який компенсується, розташований поблизу середини забороненої зони, то ступінь його компенсації не потрібно витримувати з такою високою точністю і при її зміні в межах 30–70% провідність відносно мало відхиляється від власної. Іншими словами, найбільш легко одержати близьку до власної провідність, компенсуючи акцепторний рівень, розташований поблизу середини забороненої зони. Інакше власну провідність у значному об'ємі зразка одержати практично неможливо.

Розподіл об'ємного заряду, а значить і електричного поля в діоді Шоттки на основі напівпровідника p -типу, визначаються як наявними акцепторами, так і компенсуючими донорами. Легко уявити, що при низьких зміщеннях компенсуючі донори проявляють себе складно. Проте, при підвищеній зворотній напрузі всі домішки стають іонізованими, а густина об'ємного заряду – незалежною від координати і дорівнює різниці сумарного заряду акцепторів та сумарного

заряду донорів. Для нас особливо важливо, що при цьому ширина області просторового заряду, а значить і характеристики поля, також визначаються сумарною концентрацією домішок, які не компенсуються ($\sum_i eN_{ai} - \sum_j eN_{dj}$). Це підтвер-

джується комп'ютерними розрахунками, які аналогічні, представленим у п.1 для некомпенсованого напівпровідника.

З викладеного вище випливає, що концентрація некомпенсованих акцепторів, навіть в зразках з близькою до власної провідністю, не може бути набагато меншою сумарної концентрації акцепторів. Якщо, скажімо, в нижній половині забороненої зони є акцепторні рівні п'яти типів з однаковою концентрацією, то при 50% компенсації верхнього рівня концентрація акцепторів, які не компенсуються, складає 1/10 частину концентрації акцепторів, що приведе до розширення області просторового заряду приблизно у 3 рази ($\sqrt{10}$). Якщо ж є акцептори, рівні яких розташовані у верхній частині забороненої зони, то вплив компенсації на ширину області просторового заряду виявиться ще слабшим. Відмітимо, що при цьому провідність слабо і сильно компенсованого CdTe відрізняються на 7–8 порядків. Отже, аналізуючи роботу діодів Шоттки на основі CdTe, можна у грубому наближенні вплив компенсації на ширину області просторового заряду навіть ігнорувати.

Висновки

При наявності глибоких рівнів у забороненій зоні напівпровідника густина об'ємного заряду в бар'єрній області залежить від координати. При наближенні до межі поділу метал–напівпровідник густина просторового заряду зростає не плавно, а "сходінками", кількість яких визначається кількістю рівнів домішок (дефектів).

При прикладанні зворотної напруги зміщення частина бар'єрної області, в якій просторовий заряд визначається різницею сумарних концентрацій усіх акцепторів та усіх донорів, охоплює майже всю область просторового заряду. При цьому в переважаючій частині бар'єрної області напруженість електричного поля лінійно залежить від координати, а потенціал – параболічно.

Компенсація акцепторів донорами призводить до розширення області просторового заряду, але при наявності декількох акцепторних рівнів таке розширення незначне (у декілька разів).

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Khusainov A., Arit R., Siffert P. Performance of a high resolution CdTe and CdZnTe p-i-n detectors // Nucl. Instr. and Meth. - 1996. - **A380**. - P.245-251.
2. Squillante M.R., Entine G., Frederick E., Cirignano L., Hazlett T. Development of two new M- π -n CdTe sensors // Nucl. Instr. and Meth. - 1989. - **A283**. - P.323-329.
3. Takahashi T., Hirose K., Matsumoto C., Takizawa K., Ohno R., Ozaki T., Mori K., Tomita Y. Performance of a new Schottky CdTe detector for hard X-ray spectroscopy // Proc. SPIE. - 1998. - **3446**. - P.29-37.
4. Matsumoto C., Takahashi T., Takizawa K., Ohno R., Ozaki T., Mori K. Performance of a new Schottky CdTe detector for hard X-ray spectroscopy // IEEE Trans Nucl. Sci. - 1998. - **45**. - P.428-432.
5. Takahashi T., Paul B., Hirose K., Matsumoto C., Ohno R., Ozaki T., Mori K., Tomita Y. High-resolution Schottky CdTe detectors for hard X-ray and gamma-ray astronomy // Nucl. Instr. and Meth. - 2000. - **A436**. - P.111-119.
6. Takahashi T., Watanabe S., Sato G., Okada Y., Kubo S., Kuroda Y., Onishi M., Ohno R. High resolution CdTe detector and applications to imaging devices // IEEE Trans. Nucl. Sci. - 2001. - **48**, No.3. - P.287-291.
7. Takahashi T., Watanabe S. Recent Progress in CdTe and CdZnTe detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. - 2001. - **48**, No.4. - P.950-959.
8. Home page of Amptek Inc. The use of CdTe diode detectors vs. CZT // www.amptek.com.
9. Зу С. Физика полупроводниковых приборов // М.: Мир, 1983.
10. Hofmann D.M., Stadler W., Chrismann P., Meyer B.K. Defects in CdTe and Cd_{1-x}Zn_xTe // Nucl. Instr. and Meth. - 1996. - **A380**. - P.117-120.
11. Fiederle M., Eiche C., Salk M., Schwarz R., Benz K.W. A modified model of compensation of CdTe // J. Appl. Phys. - 1998. - **84**, No.12. - P.6689-6692.
12. Fiederle M., Eiche C., Salk M., Schwarz R., Hug P., Jorger W., Laash M., Benz K.W. Studies of the compensation mechanism in CdTe grown by the vapor phase // J. Crystal Growth. - 1995. - **146**. - P.142-147.
13. Косяченко Л.А., Марков А.В., Остапов С.Э., Паренко И.М., Склярчук В.М., Склярчук Е.Ф. Электрические свойства диодов Шоттки на основе узкозонного HgMnTe // ФТП.- 2002.- **36**, №10. - С.1218-1224.
14. Косяченко Л.А., Марков А.В., Масляничук Е.Л., Паренко И.М., Склярчук В.М. Особенности электропроводности монокристаллов Cd_{1-x}Zn_xTe и Cd_{1-x}Mn_xTe // ФТП. - 2003. - **37**, №12. - С.1420-1426.