

УДК 621.38

**МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРОННОЇ ОПТИКИ
АВТОЕМІСІЙНИХ МІКРОКАТОДІВ****В.І.Голота***Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника
76018, м. Івано-Франківськ, вул. Шевченка, 57*

Проаналізовано особливості автоелектронної емісії напівпровідників. Розраховано методом скінчених різниць розподіл потенціалів і напруженості електростатичного поля автоемісійних мікрокатодів. Розроблено методику розрахунку траєкторій руху електронів з врахуванням просторового заряду.

Ключові слова: автоелектронна емісія, електростатичне поле, просторовий заряд, траєкторія руху електронів.

Вступ. Електронно-оптичне моделювання є важливим етапом у розробці автоемісійних мікрокатодів [1]. Автоемісійні мікрокатоли використовуються в бортових засобах відображення інформації та в цифровій літографії при виробництві інтегральних схем. Електронно-оптична система мікрокатоли керує автоемісією та формує електронні пучки. Траєкторії та енергія електронних пучків повинні забезпечувати однорідну та достатню експозицію пікселів, а іонних пучків – запобігати перегріванню та розпорошенню вістрь мікрокатодів. Значення потенціалів, прикладених до мікрокатодів та електродів, а також геометрія міжелектродного простору визначають як розподіл електростатичного поля, так і траєкторії руху електронів, тому для їхнього моделювання потрібні різні математичні моделі, числові методи та їх програмні реалізації [2]. Так, в програмах комп'ютерної математики [3] і мультифізичного моделювання [4] реалізовані розв'язувачі рівнянь Лапласа/Пуассона, що дає змогу моделювати електростатичні поля. Спеціалізовані програми [5, 6] уможливають і моделювання електростатичних полів, і інтегрування рівнянь руху заряджених частинок, проте враховують емісії цих частинок. Об'єднання моделей руху електронів в електростатичних полях з моделями автоемісії напівпровідників у вакуумі може дати якісно нові результати. Тому проведення комплексного моделювання електронної оптики кремнієвих автоемісійних мікрокатодів є актуальною задачею.

Автоелектронна емісія напівпровідників. Перші дослідження з автоелектронної емісії проводилися для металів [7]. На даний час для розрахунку густини струму автоелектронної емісії металів (в А/см²) використовується рівняння Фаулера-Нордгейма:

$$J(E) = \frac{A \cdot E^2}{\phi \cdot t^2(y)} \exp\left(-B \cdot \frac{\phi^{3/2}}{E} \cdot v(y)\right), \quad (1)$$

де: $A=1,54 \times 10^{-6}$; $B=6,87 \times 10^7$; $y=3,79 \times 10^{-4} \cdot \sqrt{E} / \phi$; $t^2(y) \cong 1,1$;
 $v(y) = 0,95 - y^2$; ϕ , eВ; E , В/см; ϕ – робота виходу електрона з металу;
 E – напруженість електричного поля біля поверхні катоду; $t^2(y)$ і $v(y)$ –
еліптичні функції, які враховують пониження потенціального бар'єру.

Рівняння (1) отримано з наступних припущень: заповненість енергетичних рівнів вільними електронами описується статистикою Фермі-Дірака, автоемісія електронів відбувається з рівня Фермі; поза металом на електрони діють тільки сили дзеркального відображення і зовнішнє електричне поле.

Теорія автоелектронної емісії металів застосовується і до напівпровідників [8]. Проте при цьому необхідно врахувати наявність зони провідності і валентної зони, діелектричні властивості напівпровідника, проникнення електричного поля у напівпровідник та утворення поверхневого акумуляційного шару електронів. При автоелектронній емісії з напівпровідника тунелювання електронів можливе як із зони провідності, так із валентної зони. Для електронів зони провідності висота поверхневого потенціального бар'єру дорівнює електронній спорідненості χ , а для валентної зони – $\chi + E_z$. Враховуючи діелектричні властивості напівпровідника, уточнюється потенціал електростатичного відображення і значення у [9]:

$$V(x) = -\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \cdot \frac{e^2}{4x}, \quad y' = \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \right)^{1/2} \cdot y, \quad (2)$$

де ε – діелектрична проникність напівпровідника.

Приймаючи $\phi = \chi + E_z$ і підставляючи y' в (1), розраховується густина струму автоелектронної емісії з валентної зони напівпровідника.

Під час розрахунку густини струму автоелектронної емісії з зони провідності враховується проникнення зовнішнього електричного поля у напівпровідник, яке викликає згин зон. При цьому дно зони провідності опускається нижче рівня Фермі μ (у напівпровідниках n -типу провідності) на величину V_0 , і утворюється поверхневий акумуляційний шар електронів 5 (рис. 1).

За достатньо сильних електричних полів поверхневий акумуляційний шар електронів стає виродженим, і найвищий енергетичний рівень, заповнений електронами, співпадає з рівнем Фермі. У цьому випадку ефективна робота виходу електрона зменшується на $\mu - V_0$. Оскільки $\mu - V_0 = vE^{4/5}$, то $\phi = \chi - vE^{4/5}$, де $v = 4.5 \times 10^{-7} \varepsilon^{-2/5}$ [10]. Підставляючи ϕ в (1) розраховується густина струму автоелектронної емісії з зони провідності напівпровідника.

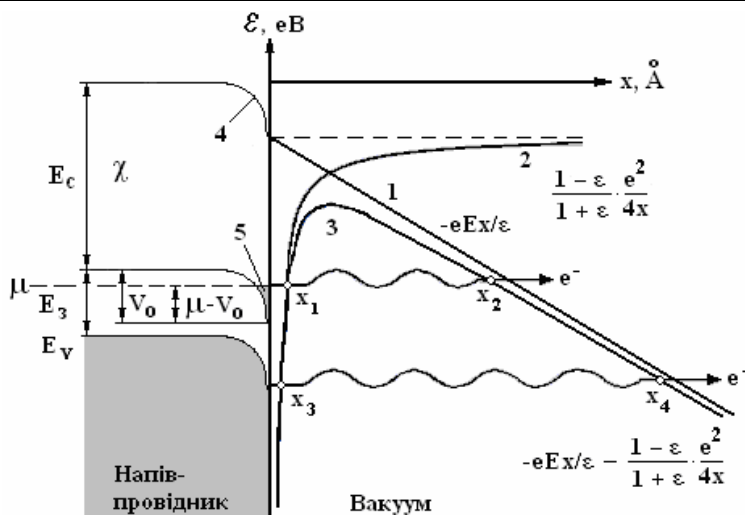


Рис. 1. Потенціальний бар'єр при автоелектронній емісії з напівпровідників: 1 – із врахуванням зовнішнього електричного поля; 2 – із врахуванням сил електростатичного відображення; 3 – із врахуванням 1 і 2; 4 – згин зон; 5 – поверхневий акумуляційний шар електронів

Напруженість електричного поля неоднорідна по поверхні мікрокатоду, тому для визначення загального струму необхідно інтегрувати рівняння (1) по всій емісійній поверхні.

Розрахунок напруженості електричного поля. Рівняння (1) містить напруженість електричного поля на поверхні мікрокатоду. Напруженість електростатичного поля E пов'язана з градієнтом потенціалу U векторним рівнянням $E = -grad U$, а розподіл потенціалу у вакуумі з просторовим зарядом описується рівнянням Пуассона [11]:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\rho_c}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (3)$$

Для області, яка не містить заряду $\rho_c = 0$ (3) перетворюється в рівняння Лапласа.

У методі скінчених різниць апроксимація рівняння (3) для прямокутної рівномірної сітки з початком координат у нижньому лівому куті і п'яти точковою розрахунковою схемою (рис. 2, а), на ітерації n має вигляд

$$V_{i,j}^n = \frac{1}{4}(U_{i+1,j}^{n-1} + U_{i,j+1}^{n-1} + U_{i-1,j}^n + U_{i,j-1}^n). \quad (4)$$

Комірки, на яких задаються граничні умови, зазвичай мають нерегулярну сітку (рис. 2, б). Так, наприклад, вузли 1, 2 і 4 визначають поверхні електродів, і для них задано потенціали U_1, U_2, U_4 , а вузол U_3 є внутрішнім, і потенціал його розрахований. Вузли 1, 2, 3, 4 знаходяться на різних віддальх від вузла 0, тому потенціал U_0 обчислюється з рівняння [12]:

$$\frac{2}{h_1 + h_3} \left(\frac{U_1}{h_1} + \frac{U_3}{h_3} \right) + \frac{2}{h_2 + h_4} \left(\frac{U_2}{h_2} + \frac{U_4}{h_4} \right) - \left(\frac{2}{h_1 h_2} + \frac{2}{h_2 h_4} \right) U_0 = 0. \quad (5)$$

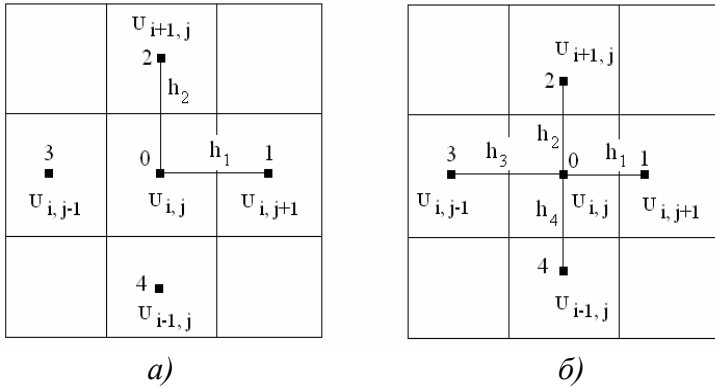


Рис. 2. Комірка координатної сітки в методі скінчених різниць: а) прямокутна, рівномірна (\$h_1=h_2\$); б) нерегулярна (\$h_1 \neq h_2 \neq h_3 \neq h_4\$)

Розбиваючи міжелектродний простір на скінчене число комірок та задаючи граничні умови для потенціалів на катоді, аноді і електродах, ітераційним методом розраховуються значення потенціалів поля для всіх внутрішніх точок сітки. За відомими значеннями потенціалів будуються еквіпотенціальні поверхні і визначаються градієнти. Результати розрахунку напруженості електричного поля для мікрокатоду з екстракційним електродом зображено на рис. 3.

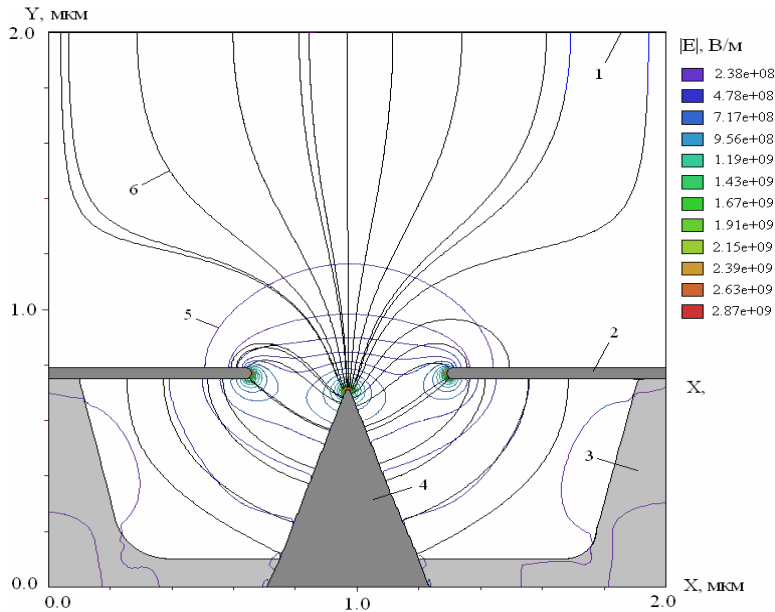


Рис. 3. Напруженість електричного поля одноелектродного кремнієвого автоемісійного мікрокатода: 1 – анод \$U=10\$ В; 2 – екстракційний електрод \$U=0\$ В; 3 – оксид кремнію; 4 – кремнієвий катод \$U=-80\$ В; 5 – лінії модуля напруженості електричного поля; 6 – силові лінії електричного поля

Електростатичні розрахунки дають розподіл напруженості електричного поля в міжелектродному просторі і дають змогу уточнити значення потенціалів, які необхідні для автоемісії з мікрокатоду.

Розрахунок траєкторій електронів. Рух електронів в електростатичному полі описується рівнянням руху у формі Ньютона [12]:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}. \quad (6)$$

Рівняння (6) використовується у формі проекцій на координатні осі

$$m\ddot{x} = eE_x, \quad m\ddot{y} = eE_y, \quad m\ddot{z} = eE_z. \quad (7)$$

Рівняння (7) можна записати у вигляді задачі Коші 2-го порядку. Так, для проекції на координатну вісь X отримаємо:

$$\ddot{x}(t) = f(t, x(t), \dot{x}(t)), \quad x(t_0) = x_0, \quad \dot{x}(t_0) = V_0. \quad (8)$$

Оскільки $\ddot{x} = \dot{V}(t)$, то (8) перетворюється в систему рівнянь:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= V \\ \frac{dV}{dt} &= f(t, c, V) \end{aligned} \right\} \begin{cases} x(t_0) = x_0 \\ V(t_0) = V_0 \end{cases}. \quad (9)$$

Система рівнянь (9) розв'язується стандартним методом Рунге-Кутта порядку $N=4$, при цьому вона буде генеруватися дві послідовності - $\{x_k\}$ і $\{V_k\}$ [13]:

$$V_{k+1} = V_k + 1/6 \cdot h(f_1 + 2f_2 + 2f_3 + f_4), \quad (10)$$

$$f_1 = f(t_k, V_k), \quad f_2 = f(t_k + 1/2 \cdot h, V_k + 1/2 \cdot f_1),$$

$$f_3 = f(t_k + 1/2 \cdot h, V_k + 1/2 \cdot f_2), \quad f_4 = f(t_k + h, V_k + hf_3).$$

Перша послідовність буде числовим розв'язком задачі (8). Розраховані траєкторії електронів для 30 точок емісії на поверхні одноелектродного мікрокатоду без врахування просторового заряду показано на рис. 4, а.

У результаті автоемісії електрони потрапляють у міжелектродний простір, прискорюються електростатичним полем і під час руху створюють просторовий заряд. Послідовність розрахунку траєкторій електронів з врахуванням просторового заряду для системи електростатичних електродів, призначених для вимірювання високого вакууму, описано в [14]. З незначними змінами її можна застосувати і для розрахунків траєкторій електронів в міжелектродному просторі мікрокатоду. Послідовність розрахунку складається із таких кроків:

1. Розбиття міжелектродного простору на скінчене число комірок; задання потенціалів на мікрокатоді, аноді і електродах; вибір розрахункового кроку за часом $dt=10^{-16}$ с; ініціалізація лічильника ітерацій $k=0$.

2. Розрахунок просторового заряду Q , розподіленого в міжелектродному просторі.

3. Розрахунок потенціалів і напруженості електричного поля у кожній комірці без врахування просторового заряду.

4. Розрахунок траєкторій електронів і акумульованого часу перебування електронів у кожній комірці без врахування просторового заряду.

5. Розрахунок розподілу просторового заряду по комірках на ітерації $k=k+1$.

6. Розрахунок потенціалів і напруженості електричного поля в кожній комірці з врахуванням просторового заряду.

7. Розрахунок траєкторій електронів і акумульованого часу перебування електронів у кожній комірці з врахування просторового заряду.

8. Усереднення розподілу просторового заряду комірок на ітераціях $k-1, k$.

9. Визначення збіжності розподілу просторового заряду комірок і у випадку її відсутності перехід на крок 5.

10. Виведення результатів розрахунку траєкторій електронів.

Величина просторового заряду Q , розподіленого в міжелектродному просторі, приймається як параметр, оскільки розраховуються траєкторії тільки для заданої кількості електронів, заряд яких значно менший від заряду усіх електронів.

Розподіл просторового заряду по комірках визначається за формулою

$$\rho_{i,j} = Q \frac{t_{i,j}^k}{\sum_{i,j} t_{i,j}^k}, \quad (11)$$

де $t_{i,j}^k$ – акумульований час перебування електронів у ij -комірці на ітерації k .

Для спрощення розрахунків прийнято низку припущень. Так, траєкторії електронів розраховуються тільки для заданої кількості точок емісії на поверхні мікрокатоду. Початковий напрямок руху електронів приймається перпендикулярним до поверхні мікрокатоду, а початкова швидкість – нульовою. Якщо електрон вдаряється в поверхні, які обмежують розрахункову область, то він поглинається без відбиття і вторинної емісії. Акумульований час перебування електронів у комірці визначається для всіх траєкторій, що проходять через цю комірку.

Результати розрахунку траєкторій електронів для 30 точок емісії на поверхні одноелектродного мікрокатоду з врахування просторового заряду зображено на рис. 4, б.

Як видно з рис. 4, б, врахування просторового заряду спричиняє взаємне відштовхування електронних променів, що суттєво викривляє їх траєкторії. Оскільки мікрокатод з одним екстракційним електроном під час автоемісії утворює розбіжний пучок електронів, то для експозиції пікселів заданої форми і розмірів на фоторезисті, який розміщений в площині аноду, потрібен додатковий фокусуючий електрод. Результати розрахунку траєкторій електронів для 30 точок емісії на поверхні мікрокатоду з додатковим фокусуючим електроном і з врахуванням просторового заряду показано на рис. 5.

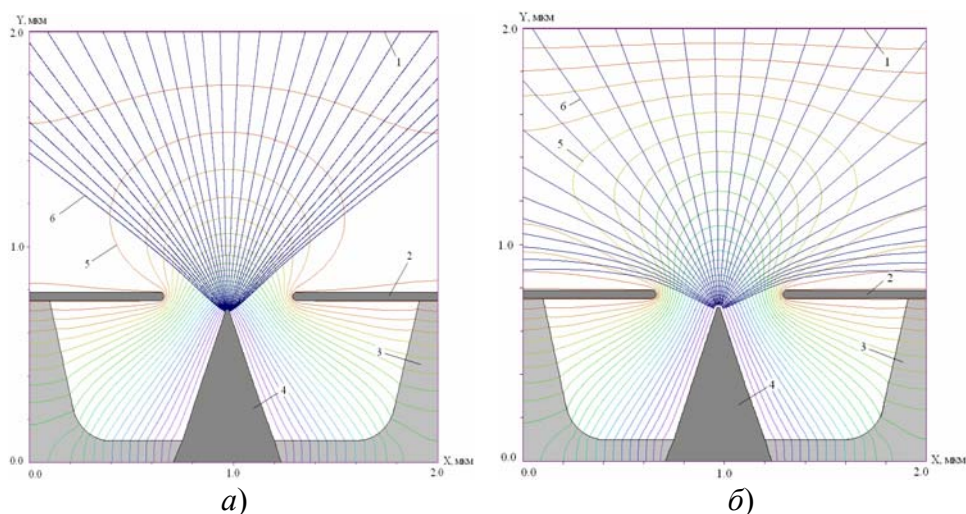


Рис. 4. Траєкторії електронів: а) без врахування просторового заряду; б) з урахуванням просторового заряду; 1 – анод $U=10$ В; 2 – молибденовий екстракційний електрод $U=0$ В; 3 – оксид кремнію; 4 – кремнієвий катод $U=-80$ В; 5 – екіпотенціальні поверхні; 6 – траєкторії електронів

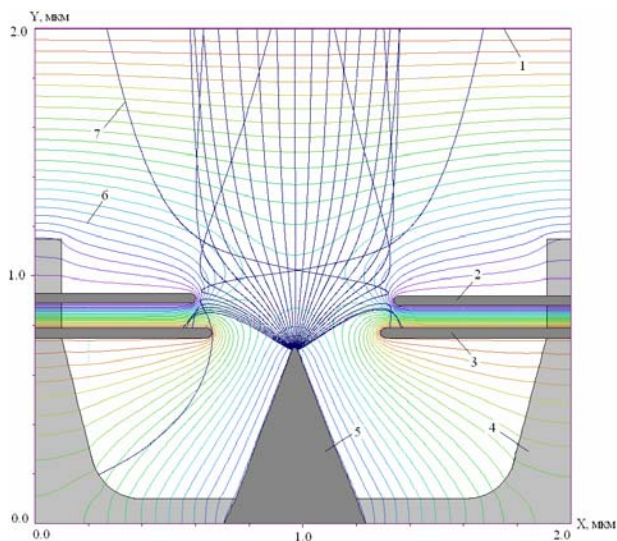


Рис. 5. Траєкторії електронів: 1- анод $U=10$ В; 2 – полікремнієвий фокусуючий електрод $U=-250$ в; 3 – молибденовий екстракційний електрод $U=0$ В; 4 – оксид кремнію; 5 – кремнієвий катод $U=-250$ В; 6 – екіпотенціальні поверхні; 7 – траєкторії електронів

Як видно з рис. 5, додатковий електрод 2 дає змогу сфокусувати електронні промені і забезпечити практично однорідну експозицію пікселя розміром 0,8 мкм. Електрод 2 необхідно розміщувати на найменшій віддалі, яка визначається приблизною напругою оксиду кремнію, від електроду 3 для зменшення струмів протікання.

Для автоемісії електронів з мікрокатоду потрібний високий вакуум з тиском залишкових газів $1,33 \cdot 10^{-5} \div 1,33 \cdot 10^{-7}$ Па. Кінетична енергія електронів визначається прискорюючими потенціалами на електродах мікрокатоду і є достатньою для іонізації молекул залишкових газів. Аналогічно до розрахунку траєкторій електронів можна розрахувати траєкторії позитивно заряджених іонів. Результати розрахунку траєкторій іонів зображено на рис. 6.

Як видно з рис. 6, найінтенсивнішому бомбардуванню іонами піддається вістря мікрокатоду, це може спричинити значне теплове навантаження і його розпорощення.

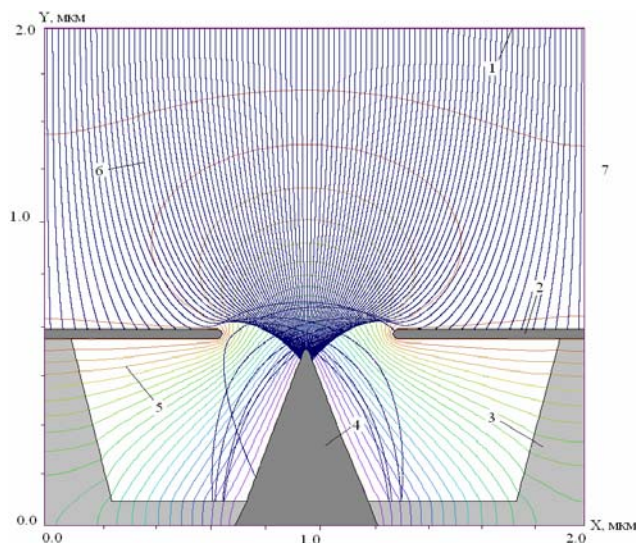


Рис. 6. Траєкторії позитивно заряджених іонів: 1- анод $U=10$ В; 2 – молібденовий екстракційний електрод $U=0$ В; 3 – оксид кремнію; 4 – кремнієвий катод $U=-250$ В; 5 – екіпотенціальні поверхні; 6 – траєкторії іонів

Висновки. Проаналізовано особливості автоемісії напівпровідників. Розраховано методом скінчених різниць розподіл потенціалів і напруженості електростатичного поля автоемісійних мікрокатодів. Розроблено методику і розраховано траєкторії руху електронів та іонів в міжелектродному просторі з врахуванням просторового заряду. Показано, що врахування просторових зарядів суттєво впливає на результати розрахунку електронної оптики автоемісійних мікрокатодів.

Література

1. Абаньшин Н.П., Горфинкель Б.И., Якунин А.Н. Исследование механизма ионного нагружения острых эмиттеров автоэмиссионных структур // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32, №20. – С.52-59.
2. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. 2-е изд. – М.: Энергтоиздат, 1991. – 302 с.
3. Семененко Н.Г. Введение в математическое моделирование. Maple, Mathematica, MATLAB. – М.: Солон, 2002. – 112 с.

4. Femlab Multiphysics: www.comsol.com
5. Simion, Lorentz. Advanced electrostatic/magnetic fields and trajectories particles simulation: www.simion.com.
6. Software products for simulating charged-particle beam: www.field.com.
7. Fowler R.H., Nordheim L.W. Electron emission in intense electric fields // Proc. R. Soc. Ser. A. – 1928. – Vol. 119, No. 781. – P. 173.
8. Stratton R. Field emission from semiconductor // Proc. Phys. Soc. London.– 1955. – V. B68. – P. 746-757.
9. J.D. Jackson. Classical electrodynamics. 2-nd ed., John Willey & Sons, Inc. – 1975.
10. Charles Kittel. Introduction to Solid State Physics., 7th ed. John Willey & Sons, Inc., New York. – 1996.
11. Бинск К., Лауренсон П. Анализ и расчет электрических и магнитных полей: Пер. с англ. – 1970. – 376 с.
12. S.I. Molokovsky, A.D. Sushkov. Intense Electron and Ion Beams. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2005. – 285 p.
13. Метьюз, Джон Г., Финк, Куртин, Д. Численные методы. Использование МАТЛАБ, 3-е изд.: Пер. с англ. – М.: Изд. дом “Вильямс”, 2001. – 720 с.
14. T. Mitsui, T. Urano, M. Tanaka, T. Kanaji. Computer simulation of electron trajectories with the space charge in cascade static lens gauge // Applied Surface Science. – 2001. – Vol. 169-170. – P. 747-751.

DESIGN OF ELECTRONIC OPTICS AVTOEMISIYNIH MICROCATODIV

V.I.Golota

*PreCarpathian National University by V. Stefanic
Ivano-Frankivs'k, Shevchenko Street, 57, Ivano-Frankivs'k, 76000, Ukraine.*

It is analyzed field emission of semiconductors. Allocation of potentials and intensity of an electric field of field emission microcathodes are calculated by a method of finite differences. The design procedure of electrons motion trajectories in view of a spatial charge is developed.

Keywords: *field emission, electric field, spatial charge, electrons motion trajectories.*