

ЩОДО МОЖЛИВОСТІ ВІДТВОРЕННЯ ГРАНИЧНИХ ПОТЕНЦІАЛІВ ЗА ВІДОМИМ РОЗПОДІЛОМ ОСЕСИМЕТРИЧНОГО ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ

Я. Гарасим, Б. Остудін

*Львівський національний університет імені Івана Франка,
бул. Університетська, 1, Львів, 79000, e-mail: kam@franko.lviv.ua*

Розглянуто одну обернену задачу осесиметричної електростатики, пов'язану з ефективним відтворенням граничного потенціалу за відомими значеннями в певних точках на осі симетрії. Відповідні дослідження проводили шляхом обчислювальних експериментів на підставі інтегрального подання розв'язку. Забезпечення потрібної точності наближеного розв'язку початкового інтегрального рівняння та його відтворення за наявності різного рівня збурень заданого поля на осі симетрії проводили методом регуляризації на обраному компактi.

Ключові слова: обернена задача, відтворення граничного потенціалу, інтегральне подання розв'язку, збурення поля, метод регуляризації.

1. ВСТУП

Аналізуючи електростатичні поля, створювані зарядженими електродами складної конфігурації, постає необхідність чисельного розв'язування так званих прямих та обернених задач [1, 2]. До прямих можна зачислити задачі визначення електростатичного поля та його характеристик у будь-якій точці міжелектродного простору за відомими значеннями потенціалів на електродах. До обернених можна зарахувати проблеми відтворення граничних потенціалів і геометрії поверхонь-електродів за відомими характеристиками поля, що моделюється. Ефективне вирішення цих проблем актуальне при комп'ютерному проектуванні окремих фрагментів сучасних електронно-променевиx приладів. Оскільки обернені задачі належать до класу некоректно сформульованих, то їхнє ефективне вирішення пов'язане з певними обчислювальними труднощами. Ситуація ускладнюється тим, що у разі застосування методу інтегральних рівнянь виникає необхідність суттєвого врахування сингулярної поведінки шуканої густини розподілу зарядів поблизу контурів розімкнених поверхонь-електродів.

Ми, розв'язуючи одну модельну задачу, шляхом обчислювальних експериментів дослідили можливість ефективного відтворення граничного потенціалу за відомими значеннями в певних точках осесиметричного простору. У цьому разі забезпечення високої точності наближеного розв'язку початкового інтегрального рівняння та його відтворення за наявності різного рівня збурень заданого поля на осі симетрії виконується методом регуляризації на обраному компактi [3, 4, 5]. Зауважимо, що знайдена густина розподілу зарядів дає змогу відтворити очікуване граничне значення потенціалу.

Порівняння значення потенціалу з наперед заданим дає підстави зробити висновок про доцільність і вмотивованість запропонованого підходу до розв'язування подібних обернених задач електронної оптики.

1. ФОРМУЛЮВАННЯ ПРОБЛЕМИ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ІНТЕГРАЛЬНОГО РІВНЯННЯ

Розглянемо дещо просту модельну задачу осесиметричної електростатики. Нехай один заряджений електрод змодельовано бічною поверхнею S_{η} круглого циліндра, вісь якого збігається з віссю OZ запровадженої циліндричної системи координат $ZR\varphi$, за умови $R \geq 0$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Припустимо, що граничне значення потенціалу на S_{η} дорівнює U_0 , а відповідні геометричні характеристики такої найпростішої електронно-оптичної системи зображені на рис. 1.

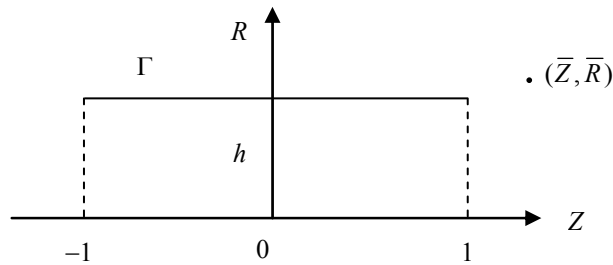


Рис. 1. Меридіанний перетин бічної поверхні S_{η} з півплощиною $\varphi = \text{const}$

Тут h – радіус основи циліндра; Γ – твірна бічної поверхні S_{η} ; (\bar{Z}, \bar{R}) – довільна точка у півплощині ZR ($R \geq 0$), в якій треба визначити потенціал досліджуваного осесиметричного електростатичного поля.

Опираючись на стандартне параметричне подання кривої, будемо вважати, що в нашому випадку

$$\Gamma := \{Z = Z(\tau) \equiv \tau, R = R(\tau) \equiv h \geq 0; -1 \leq \tau \leq 1\},$$

а $\bar{Z} := \bar{\tau} \in \mathbf{R}^1$, $\bar{R} \geq 0$. За умови відомої густини розподілу зарядів уздовж Γ знаходження потенціалу в точках на осі симетрії S_{η} можна зарахувати до так званої прямої задачі. Взагалі кажучи, для обчислення потенціалу в довільній точці півплощини ZR ($R \geq 0$) використовують таке відоме інтегральне зображення [1]:

$$U(\bar{Z}, \bar{R}) \equiv U(\bar{\tau}, \bar{R}) = \int_{-1}^1 g(\tau) \frac{4h K(\tau, h; \bar{\tau}, \bar{R})}{\sqrt{(h + \bar{R})^2 + (\tau - \bar{\tau})^2}} d\tau. \quad (1)$$

Тут $g(\tau)$ – густина розподілу зарядів уздовж твірної Γ ; а $K(\tau, h; \bar{\tau}, \bar{R})$ – відома апроксимація еліптичного інтеграла першого роду, так що

$$K(\tau, h; \bar{\tau}, \bar{R}) := \sum_{i=0}^4 a_i \eta^i - \ln \eta \sum_{i=0}^4 b_i \eta^i.$$

У цьому разі

$$\eta := \frac{(h - \bar{R})^2 + (\tau - \bar{\tau})^2}{(h + \bar{R})^2 + (\tau - \bar{\tau})^2};$$

a_i, b_i – наперед задані коефіцієнти [6].

Для визначення невідомої густини $g(\tau)$, на підставі інтегрального подання (1), отримуємо таке інтегральне рівняння першого роду:

$$\int_{-1}^1 g(\tau) \frac{4hK(\tau, h; \bar{\tau}, h)}{\sqrt{4h^2 + (\tau - \bar{\tau})^2}} d\tau = U(\bar{\tau}, h) \equiv U_0, \quad |\bar{\tau}| < 1. \quad (2)$$

Легко бачити, що рівняння (2) можна перетворити до вигляду

$$\int_{-1}^1 g_h(\tau) [D_h(\tau, \bar{\tau}) \ln|\tau - \bar{\tau}| + K_h(\tau, \bar{\tau})] d\tau = U_0, \quad |\bar{\tau}| < 1, \quad (3)$$

де

$$K_h(\tau, \bar{\tau}) := \left\{ \sum_{i=0}^4 a_i \eta^i + \ln[4h^2 + (\tau - \bar{\tau})^2] \sum_{i=0}^4 b_i \eta^i \right\} [4h^2 + (\tau - \bar{\tau})^2]^{-1/2},$$

$$D_h(\tau, \bar{\tau}) := -2 \sum_{i=0}^4 b_i \eta^i [4h^2 + (\tau - \bar{\tau})^2]^{-1/2},$$

а $g_h(\tau) := 4hg(\tau)$, у цьому разі $\eta = (\tau - \bar{\tau})^2 / [4h^2 + (\tau - \bar{\tau})^2]$. Далі, враховуючи симетрію шуканого розв'язку $g_h(\tau)$, перетворюємо (3) до такого канонічного вигляду

$$\int_0^1 g_h(\tau) [D_h(\tau, \bar{\tau}) \ln|\tau - \bar{\tau}| + B_h(\tau, \bar{\tau})] d\tau = U_0, \quad \bar{\tau} \in (0, 1), \quad (4)$$

де

$$B_h(\tau, \bar{\tau}) := K_h(\tau, \bar{\tau}) + K_h(-\tau, \bar{\tau}) + D_h(-\tau, \bar{\tau}) \ln|\tau + \bar{\tau}|.$$

3. НАБЛИЖЕНЕ РОЗВ'ЯЗУВАННЯ ПРЯМОЇ ЗАДАЧІ

Досліджувати розв'язуваність рівняння (4) можна в різних функціональних просторах. Однак обирати конкретну пару просторів треба з огляду на специфіку описуваного фізичного явища. Розглянемо розв'язок (4) у так званому модифікованому просторі Гьольдера $H_\mu([0, 1])$ [7, 8]. Функція $g_h(\tau)$ є елементом такого простору тоді й лише тоді, коли її можна подати у вигляді $\hat{g}_h(\tau) / \sqrt{1 - \tau}$, причому $\hat{g}_h(\tau)$ належить до простору $H_\mu([0, 1])$ неперервних функцій, які задовольняють на $[0, 1]$ умову Гьольдера з показником μ ($0 < \mu \leq 1$).

Для одержання наближеного розв'язку інтегрального рівняння (4) застосуємо метод Боголюбова-Крилова [9], який ґрунтується на припущенні, що шукана функція мало змінюється в достатньо маленькому околі будь-якої точки $\tau \in [0, 1]$. У контексті наведених міркувань щодо характеру поведінки $g_h(\tau)$ легко здогадатися, що подібну властивість має функція $\hat{g}_h(\tau) := g_h(\tau) \sqrt{1 - \tau}$, оскільки за припущенням $g_h(\tau) = \hat{g}_h(\tau) / \sqrt{1 - \tau}$. Отже, застосування методу Боголюбова-Крилова стає більш обґрунтованим [10, 11].

У процесі реалізації названого методу спочатку виконаємо рівномірний поділ відрізка $[0, 1]$ з кроком $H_\tau := 1/n$, де $n \in \mathbf{N}$. Далі, відповідно до такого поділу запишемо (4) у вигляді

$$\sum_{j=1}^n \int_{(j-1)/n}^{j/n} g_h(\tau) \left[D_h(\tau, \bar{\tau}) \ln |\tau - \bar{\tau}| + B_h(\tau, \bar{\tau}) \right] d\tau = U_0, \quad \bar{\tau} \in (0, 1).$$

Використовуючи основне апіорне припущення щодо характеру поведінки шуканого розв'язку, отримаємо наближений аналог (4)

$$\sum_{j=1}^n \hat{g}_h(\tau_j) \int_{(j-1)/n}^{j/n} \left[\frac{D_h(\tau, \bar{\tau})}{\sqrt{1-\tau}} \ln |\tau - \bar{\tau}| + \frac{B_h(\tau, \bar{\tau})}{\sqrt{1-\tau}} \right] d\tau = U_0, \quad \bar{\tau} \in (0, 1),$$

де $\hat{g}_h(\tau_j)$ – значення функції $\hat{g}_h(\tau)$ в точках $\tau_j := \frac{1}{n} \left(j - \frac{1}{2} \right)$, $j = \overline{1, n}$. Оскільки $\bar{\tau}$ може набувати довільного значення з інтервалу $(0, 1)$, то будемо послідовно обирати $\bar{\tau}$ з дискретного набору точок $\{\bar{\tau}_i\}_{i=1}^n$, де $\bar{\tau}_i := \frac{1}{n} \left(i - \frac{1}{2} \right)$. У підсумку для знаходження

наближених значень шуканої функції $\hat{g}_h(\tau)$ в точках τ_j ($j = \overline{1, n}$) отримаємо систему лінійних алгебричних рівнянь

$$\sum_{j=1}^n \hat{g}_h(\tau_j) \int_{(j-1)/n}^{j/n} \left[\frac{D_h(\tau, \bar{\tau}_i)}{\sqrt{1-\tau}} \ln |\tau - \bar{\tau}_i| + \frac{B_h(\tau, \bar{\tau}_i)}{\sqrt{1-\tau}} \right] d\tau = U_0, \quad i = \overline{1, n}. \quad (5)$$

При обчисленні коефіцієнтів системи (5) виникають певні проблеми обчислювального характеру. Наприклад, для наближеного обчислення з наперед заданою точністю інтеграла

$$\int_{1-\frac{1}{n}}^1 \frac{B_h(\tau, \bar{\tau}_i)}{\sqrt{1-\tau}} d\tau \quad (j = n)$$

необхідно спочатку виконати заміну змінних $v = \sqrt{1-\tau}$, яка дає підстави подати його у вигляді

$$2 \int_0^{\frac{1}{\sqrt{n}}} B_h \left(1-v^2, 1-\frac{1}{2n} \right) dv.$$

Очевидно, що в останньому інтегралі немає особливості у підінтегральній функції.

Певні проблеми виникають також у разі наближеного обчислення інтегралів вигляду

$$\int_{(i-1)/n}^{i/n} \frac{D_h(\tau, \bar{\tau}_i)}{\sqrt{1-\tau}} \ln |\tau - \bar{\tau}_i| d\tau \quad (j = i).$$

У підінтегральній функції цього інтеграла, якщо $i = n$, є особливість завдяки наявності $\sqrt{1-\tau}$ у знаменнику. Крім того, для послаблення логарифмічної особливості в розглядуваному інтегралі треба виконати таке його тотожне перетворення:

$$\begin{aligned} & \int_{(i-1)/n}^{i/n} \left[D_h(\tau, \bar{\tau}_i) \sqrt{1-\bar{\tau}_i} - D_h(\bar{\tau}_i, \bar{\tau}_i) \sqrt{1-\tau} \right] (1-\bar{\tau}_i)^{-1/2} (1-\tau)^{-1/2} \ln |\tau - \bar{\tau}_i| d\tau + \\ & + \frac{D_h(\bar{\tau}_i, \bar{\tau}_i)}{\sqrt{1-\bar{\tau}_i}} \int_{(i-1)/n}^{i/n} \ln \left| \frac{1}{n} \left(i - \frac{1}{2} \right) - \tau \right| d\tau. \end{aligned} \quad (6)$$

Легко бачити, що другий доданок у (6) можна обчислити за формулою

$$-\frac{D_h(\bar{\tau}_i, \bar{\tau}_i)}{n\sqrt{1-\bar{\tau}_i}} \ln(2en).$$

Для наближеного обчислення першого інтеграла в (6), за умови $i = n$, потрібно спочатку провести заміну змінних $v = \sqrt{1-\tau}$. У підсумку він набуває вигляду

$$2^{3/2} \sqrt{n} \int_0^{\sqrt[4]{n}} \left[D_h\left(1-v^2, 1-\frac{1}{2n}\right) \sqrt{\frac{1}{2n}} - D_h\left(1-\frac{1}{2n}, 1-\frac{1}{2n}\right) v \right] \ln \left| \frac{1}{2n} - v^2 \right| d\tau.$$

Зауваження. Можна довести, що підінтегральна функція в останньому інтегралі при $v = \sqrt{\frac{1}{2n}}$ дорівнює нулеві.

Отож, розв'язуючи систему лінійних алгебричних рівнянь (5), отримаємо наближений розв'язок інтегрального рівняння (4) у вигляді сукупності значень шуканої функції у точках τ_j ($j = \overline{1, n}$), тобто $\{\hat{g}_h(\tau_j)\}_{j=1}^n$. Далі неважко обчислити значення потенціалу в будь-якій точці $\bar{\tau}$ на осі симетрії поверхні S_y за формулою

$$\hat{U}(\bar{\tau}) := U(\bar{\tau}, 0) = L \sum_{j=1}^n \hat{g}_h(\tau_j) \int_{(j-1)/n}^{j/n} \frac{1}{\sqrt{1-\tau}} \left[(h^2 + (\tau - \bar{\tau})^2)^{-1/2} + (h^2 + (\tau + \bar{\tau})^2)^{-1/2} \right] d\tau,$$

де $L := \sum_{i=0}^4 a_i$, оскільки в цьому випадку $\eta = 1$. У наведеній формулі лише останній

доданок містить у підінтегральній функції особливість завдяки наявності $\sqrt{1-\tau}$ у знаменнику. Тому, застосовуючи традиційну заміну змінних $v = \sqrt{1-\tau}$, перетворюємо відповідний невластний інтеграл до вигляду

$$2 \int_0^{\sqrt[4]{n}} \left[(h^2 + (1-v^2 - \bar{\tau})^2)^{-1/2} + (h^2 + (1-v^2 + \bar{\tau})^2)^{-1/2} \right] d\tau.$$

На цьому етапі завершується розв'язання прямої задачі електронної оптики.

4. РОЗВ'ЯЗУВАННЯ ОБЕРНЕНОЇ ЗАДАЧІ

Для дослідження можливостей розв'язання відповідних обернених задач скористаємося отриманими на попередньому етапі результатами. Припустимо, що в n точках $\bar{\tau}_i$ ($i = \overline{1, n}$) відомі значення $\hat{U}(\bar{\tau}_i)$. Тоді для відтворення значень шуканої густини розподілу зарядів уздовж Γ , тобто набору $\{\hat{g}_h(\tau_j)\}_{j=1}^n$, потрібно розв'язати таку систему лінійних алгебричних рівнянь:

$$L \sum_{j=1}^n \hat{g}_h(\tau_j) \int_{(j-1)/n}^{j/n} (1-\tau)^{-1/2} \left[(h^2 + (\tau - \bar{\tau}_i)^2)^{-1/2} + (h^2 + (\tau + \bar{\tau}_i)^2)^{-1/2} \right] d\tau = \hat{U}(\bar{\tau}_i), \quad i = \overline{1, n}. \quad (7)$$

Оскільки ця система є дискретним аналогом інтегрального зображення (1) при відомій $U(\bar{\tau}, \bar{R})$ і таких значеннях параметрів $\bar{\tau}$ і \bar{R} , які забезпечують відсутність логарифмічної особливості в ядрі відповідного інтегрального рівняння, то можна

сподіватись, що (7) належить до класу некоректно сформульованих задач. Надамо (7) такого скороченого зображення:

$$A\bar{G} = \bar{U}, \quad (8)$$

де $A := (A_{ij})_{i,j=1}^n$, $\bar{G} := (\hat{g}_h(\tau_1), \hat{g}_h(\tau_2), \dots, \hat{g}_h(\tau_n))^T$, $U := (U_1, U_2, \dots, U_n)^T$, причому

$$A_{ij} := \int_{(j-1)/n}^{j/n} (1-\tau)^{-1/2} \left[(h^2 + (\tau - \bar{\tau}_i)^2)^{-1/2} + (h^2 + (\tau + \bar{\tau}_i)^2)^{-1/2} \right] d\tau,$$

а

$$U_i := \hat{U}(\bar{\tau}_i) / L.$$

До наближеного розв'язування (8) застосовуємо метод регуляризації А. Тихонова [3, 4]. У зв'язку з цим виникає необхідність розв'язання такої системи лінійних алгебричних рівнянь:

$$(A^T A + \alpha I) \bar{G}_\alpha = A^T \bar{U}, \quad (9)$$

де A^T – матриця, транспонована до A ; I – одинична матриця порядку n ; \bar{G}_α – регуляризований розв'язок системи (8), $\alpha > 0$ – параметр регуляризації. Розв'язуючи (9), знаходимо \bar{G}_α і порівнюємо з отриманим раніше наближеним розв'язком початкового інтегрального рівняння. Крім того, перевіряємо стійкість отримуваних результатів шляхом моделювання систематичних збурень у значеннях потенціалу на осі симетрії поверхні S_y . Кожен раз на підставі одержаних густин розподілу зарядів уздовж Γ відтворюємо значення потенціалу на Γ , щоб виявити рівень збігання з початково заданим U_0 .

5. АНАЛІЗ РОЗВ'ЯЗКІВ МОДЕЛЬНОЇ ЗАДАЧІ

Як приклад застосування описаної методики розглядалася пряма та обернена задачі розрахунку характеристик осесиметричного електростатичного поля породженого зарядженою бічною поверхнею кругового циліндра (див. рис. 1). Для побудови наближеного розв'язку прямої задачі були обрані такі параметри: $U_0 = 1$, $h = 1$ та $n = 50$. Отримані значення потенціалу \hat{U} в деяких контрольних точках на осі симетрії наведено в табл. 1.

Таблиця 1

Значення потенціалу на осі симетрії

$\bar{\tau}_i$	$\hat{U}(\bar{\tau}_i)$	$\bar{\tau}_i$	$\hat{U}(\bar{\tau}_i)$	$\bar{\tau}_i$	$\hat{U}(\bar{\tau}_i)$
0.05	0.935737	0.25	0.939927	0.60	0.897839
0.10	0.935024	0.30	0.927185	0.65	0.890663
0.15	0.933827	0.40	0.919992	0.70	0.882638
0.20	0.932134	0.50	0.910323	0.75	0.873856

Достатньо прийнятний результат розв'язування оберненої задачі отриманий у випадку $\alpha = 10^{-3}$. Відповідна система лінійних рівнянь вигляду (9) була розв'язана за допомогою методу Гауса. В табл. 2 та на рис. 2 показано відтворене значення потенціалу U_0 на твірній Γ бічної поверхні циліндра S_y .

Таблиця 2

Відтворене значення потенціалу

τ_i	$U_0(\tau_i)$	τ_i	$U_0(\tau_i)$	τ_i	$U_0(\tau_i)$
0.01	1.0185	0.37	1.0221	0.73	1.0193
0.13	1.0205	0.49	1.0217	0.85	1.0172
0.19	1.0211	0.55	1.0214	0.89	1.0160
0.31	1.0224	0.67	1.0201	0.99	1.0199

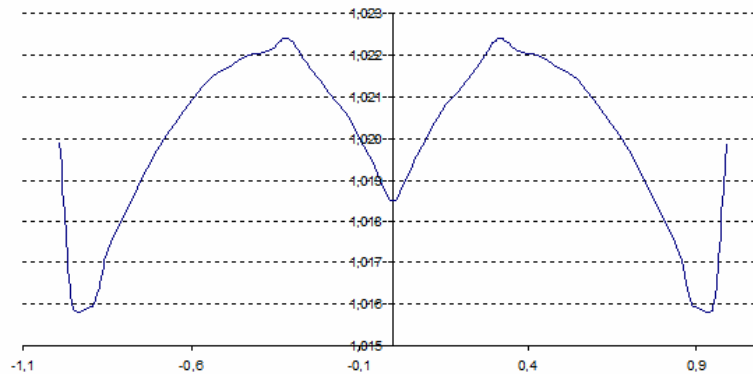


Рис. 2. Відтворене значення U_0

6. ВИСНОВКИ

Результати обчислень наведено в таблицях і зображено на графіках. Проведені експерименти дають змогу вмотивовано вирішувати проблеми чисельного розв'язування складніших обернених задач електронної оптики.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Ильин В. П. Численные методы оптимизации эмиссионных электронно-оптических систем / В. П. Ильин, В. А. Катешов, Ю. В. Куликов, М. А. Монастырский. – Новосибирск: Наука, 1987. – 190 с.
2. Дорошенко В. М. Чисельне знаходження оптимального розподілу граничних потенціалів та геометрії граничних поверхонь в задачах теорії потенціалу / В. М. Дорошенко, Г. П. Коваль, Л. В. Лазурчак // Математичне та комп'ютерне моделювання. Серія: фізико-математичні науки: зб. наук. праць. – Кам'янець-Подільський національний університет. – 2008. – Вип. 1. – С. 103-112.
3. Тихонов А. Н. Методы решения некорректных задач / А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин. – М.: Наука, 1986. – 288 с.
4. Калиткин Н. Н. Численные методы / Н. Н. Калиткин. – М.: Наука, 1978. – 512 с.
5. Петров Ю. П. Корректные, некорректные и промежуточные задачи с приложениями / Ю. П. Петров, В. С. Сизиков. – СПб.: Политехника, 2003. – 261 с.
6. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовиц, И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – 830 с.
7. Мухелишвили Н. И. Сингулярные интегральные уравнения / Н. И. Мухелишвили. – М.: Наука, 1968. – 512 с.

8. Довгий С. О. Метод сингулярних інтегральних рівнянь. Теорія і застосування / С. О. Довгий, І. К. Ліфанов. – Київ: Наук. думка, 2004. – 510 с.
9. Канторович Л. В. Приближенные методы высшего анализа / Л. В. Канторович, В. И. Крылов. – М.-Л.: ГИТТЛ, 1952. – 696 с.
10. Галишикова Т. Н. Метод интегральных уравнений в задачах дифракции волн / Т. Н. Галишикова, А. С. Ильинский. – М.: МАКС Пресс, 2013. – 248 с.
11. Дмитриев В. И. О численном решении некоторых интегральных уравнений Фредгольма I-го рода / В. И. Дмитриев, Е. В. Захаров // В сб.: Вычислительные методы и программирование. – М.: Изд-во МГУ, 1968. – Вып. 10. – С. 49-54.

Стаття: надійшла до редколегії 22.01.2014

доопрацьована 12.02.2014

прийнята до друку 05.03.2014

О ВОЗМОЖНОСТИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ГРАНИЧНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ ПО ИЗВЕСТНОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ОСЕСИММЕТРИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Я. Гарасим, Б. Остудин

*Львовский национальный университет имени Ивана Франко,
ул. Университетская, 1, Львов, 79000, e-mail: kom@franko.lviv.ua*

Рассмотрена одна обратная задача осесимметрической электростатики, связанная с эффективным воспроизведением граничного потенциала по известным значениям в определенных точках на оси симметрии. Соответствующие исследования проводили путем вычислительных экспериментов на основе интегрального представления решения. При этом обеспечение необходимой точности приближенного решения исходного интегрального уравнения и его воспроизведение при наличии разного уровня возмущений заданного поля на оси симметрии осуществлялось методом регуляризации на определенном образом выбранном компакте.

Ключевые слова: обратная задача, воспроизведение граничного потенциала, интегральное представление решения, возмущение заданного поля, метод регуляризации.

ON THE POSSIBILITY OF BOUNDARY POTENTIAL REPRODUCTIONS ACCORDING TO CERTAIN AXIALLY SYMMETRIC ELECTROSTATIC FIELD DISTRIBUTION

Ya. Garasym, B. Ostudin

*Ivan Franko National University of Lviv,
Universytetska Str., 1, Lviv, 79000, e-mail: kom@franko.lviv.ua*

Some inverse problem of axially symmetric electrostatics associated with boundary potential effective reproduction according to certain potential values at the axis symmetry points was considered. Appropriate investigations were carried out by numerical experiments using desired solution integral representation. In addition the necessary accuracy of initial integral equation numerical solution and its reproduction in the case of given field perturbation was obtained by the method of regularization with compact sampling.

Key words: inverse problem, boundary potential reproduction, integral representation of desired solution, given field perturbation, regularization method.