XX Міжнародний симпозіум «Методи дискретних особливостей в задачах математичної фізики/Discrete Singularities Methods in Mathematical Physics», МДОЗМФ/DSMMPh-2021

УДК 517.9: 621.382.233
MSC 80A20

The diffusion-drift process with account heating and recombination in the p-i-n diodes active region mathematical modeling by the perturbation theory methods

A.Ya. Bomba, I.P. Moroz
National University of Water and Environmental Engineering, Rivne, Ukraine
E-mail: abomba@ukr.net, igor_moroz@yahoo.com

With prolonged transmission of an electric current through the semiconductor devices, in a particular p-i-n diodes, an electron-hole plasma of their active region is heated. This paper presents the theoretical studies results of the plasma heating effect by the Joule heat release in the p-i-n diode volume and the charge carriers recombination energy release on the plasma concentration distribution in the p-i-n diodes active region. The mathematical model is proposed for predicting the electron-hole plasma stationary concentration distribution and the temperature field in the i-region of the bulk p-i-n diodes in the form of a nonlinear boundary value problem in a given area for the equations system, which consist of the charge carrier current continuity equations, the Poisson and the thermal conductivity. It is shown that the differential equations of the model contain a small parameter in such a way that the Poisson equation is singularly perturbed and the heat conduction equation is regularly perturbed. An approximate solution of the problem posed is obtained in the form of the corresponding asymptotic series in powers of the small parameter. The asymptotic serieses, which describes the behavior of the plasma concentration and potential in the investigated region, containing near-boundary corrections to ensure the fulfillment of the boundary conditions. The terms of these series are found as a result of solving a sequence of boundary value problems, obtained as a result of splitting the original problem, for systems of linear differential equations. The boundary value problem for a nonlinear heat equation is reduced to a sequence of problems for the corresponding linear inhomogeneous equations. The process of refining solutions is iterative. The stabilization of the process is ensured by the existence of negative feedback in the system (as the temperature rises, the mobility of charge carriers decreases).

Key words: perturbation method, singularly perturbed boundary value problem, regularly perturbed boundary value problem, asymptotic series, boundary function, diffusion-drift process, thermal process.

Математичне моделювання дифузійно-дрейфового процесу в активній області *p-i-n* діодів з врахуванням розігріву та рекомбінації методами теорії збурень

А.Я. Бомба, І.П. Мороз
Національний університет водного господарства та природокористування, м. Рівне, Україна
E-mail: abomba@ukr.net, igor_moroz@yahoo.com

При тривалому пропусканні електричного струму через напівпровідникові пристрої, зокрема p-i-n діоди, відбувається розігрів електронно-діркової плазми їх активної області. У роботі представлено результати теоретичних досліджень впливу розігріву плазми внаслідок виділення в об’ємі p-i-n-діода Джоулевого тепла та вивільнення енергії рекомбінації носіів заряду на розподіл концентрації плазми в активній області p-i-n діодів. Запропоновано математичну модель прогнозування стаціонарного розподілу концентрації електронно-діркової плазми та температурного поля в i-області об’ємних p-i-n діодів у вигляді нелінійної крайової задачі у заданій області для системи рівнянь неперервності струму носіїв заряду, Пуассона та теплопровідності. Показано, що диференціальні рівняння моделі містять малий параметр так, що рівняння Пуассона є сингулярно збуреним, а рівняння теплопровідності – регулярно збуреним. Отримано наближений розв’язок поставленої задачі у вигляді асимптотичних рядів за степенями малого параметра. Асимптотичні ряди, які описують поведінку концентрації плазми і потенціалу у досліджуваній області, містять, зокрема, примежові поправки. Члени цих рядів знаходяться шляхом розв'язання послідовності крайових задач, що отримано внаслідок розчеплення вихідної задачі, для систем лінійних однорідних диференціальних рівнянь. Крайова задача для нелінійного рівняння теплопровідності приводиться до послідовності задач для відповідних лінійних неоднорідних рівнянь. Процес уточнення розв’язків ітеративний. Стабілізація процесу забезпечується існуванням від’ємного зворотного зв’язку у системі (із підвищенням температури рухомості носіїв заряду зменшуються).

Ключові слова: метод збурень, сингулярно збурені крайові задачі, регулярно збурені крайові задачі, асимптотичний ряд, метод примежових функцій, дифузійно-дрейфовий процес, тепловий процес.

1. Вступ

Розподіл концентрації електронно-діркової плазми в активній області p-i-n-діодів (області $\Omega = \{(\rho,\theta,z): 0<\rho<r, 0<\theta<2\pi, 0<z<w\}$) в рамках застосування гідродинамічного наближення у загальному випадку (із врахуванням ефекту розігріву активної області) описують математичні моделі, що містять рівняння неперервності діркового та електронного струмів [1,2]:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} div\vec{j}_p - R_p + G\,,\ \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} div\vec{j}_n - R_n + G\,; \qquad (1)$$

струму дірок та електронів:

$$\vec{j}_p = e\mu_p p\vec{E} - eD_p\vec{\nabla}p\,,\ \vec{j}_n = e\mu_n n\vec{E} + eD_n\vec{\nabla}n\,; \qquad (2)$$

Максвелла:

$$div\vec{E} = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}\left(p - n + N_d\right) \qquad (\ \vec{E} = -\nabla\varphi); \qquad (3)$$

теплопровідності (розігрів кристалу та електронно-діркової плазми внаслідок виділення в об’ємі p-i-n-діода Джоулевого тепла та вивільнення енергії внаслідок рекомбінації носіїв заряду):

$$c_\rho \rho \frac{\partial T}{\partial t} - div\left(\lambda\vec{\nabla}T\right) = \left(\vec{j}_n + \vec{j}_p\right)\cdot\vec{E} + \left(R - G\right)\left(E_g - \frac{\alpha T^2}{T+\beta}\right), \qquad (4)$$

де p - концентрація дірок; n - концентрація електронів; ε-діелектрична проникність кристалічної гратки; ε_0-електрична стала; N_d - профіль легування; $\vec{E}$ - вектор напруженості електричного поля, φ - потенціал; e – заряд електрона; μ_p ,μ_n - рухомості носіїв заряду; D_p , D_n - коефіцієнти дифузії відповідно дірок та електронів; T – температура; c_ρ – питома теплоємність напівпровідникового матеріалу; ρ – густина речовини; λ – коефіцієнт теплопровідності; E_g – ширина забороненої зони напівпровідника; R($R = R_n + R_p$), R_n, R_p – швидкості рекомбінації носіїв заряду; G – швидкість генерації електронів та дірок; α, β – сталі.

Процеси генерації у комутуючих p-i-n діодах малоінтенсивні, тому у математичній моделі вони не відображені. Рекомбінаційні процеси суттєво впливають на дифузійно-дрейфовий та тепловий процеси у активній області. Виходячи із складності опису сукупної дії різнотипних рекомбінаційних процесів пропонуємо для оцінки швидкості рекомбінації використовувати феноменологічні співвідношення [1]:

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n^{\ *}}, \; R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p^{\ *}} \quad R = R_n + R_p, \tag{5}$$

де $\tau_p^{\ *}, \tau_n^{\ *}$ - ефективні релаксаційні часи життя дірок та електронів; n_0 , p_0 – концентрації урівноважених електронів та дірок.

Рухомості електронів і дірок зв'язані з коефіцієнтами дифузії наступними співвідношеннями [1] (k_B – стала Больцмана):

$$\mu_p \frac{k_B T}{e} = D_p, \; \mu_n \frac{k_B T}{e} = D_n. \tag{6}$$

Температурні залежності рухомості подаються співвідношеннями виду (для кремнію) [3]:

$$\mu_p(T) = \mu_{0p}\sqrt{T/T_0}, \; \mu_n(T) = \mu_{0n}\sqrt{T/T_0}, \; T_0\text{=300 ºК}. \tag{7}$$

Рівняння (1-4) доповнюємо наступними граничними умовами на межі області $\partial\Omega$=Г ($\Gamma = \Gamma_n \cup \Gamma_p \cup \Gamma_0$):

а) аналогічно до [2] формуємо умови, що визначають густину електричного струму на інжектуючих контактах (8-9) та на бічній поверхні діода (10):

$$\left(\vec{j}_n \cdot \vec{\nu}\right)\Big|_{\Gamma_n} - e\alpha_n n = J, \; \left(\vec{j}_p \cdot \vec{\nu}\right)\Big|_{\Gamma_n} - e\alpha_p p = 0, \tag{8}$$

$$\left(\vec{j}_p \cdot \vec{\nu}\right)\Big|_{\Gamma_p} + e\alpha_p p = J, \; \left(\vec{j}_n \cdot \vec{\nu}\right)\Big|_{\Gamma_p} + e\alpha_n n = 0, \tag{9}$$

$$\left(\vec{j}_n \cdot \vec{\nu}\right)\Big|_{\Gamma_0} - e\alpha_n^* n = 0, \; \left(\vec{j}_p \cdot \vec{\nu}\right)\Big|_{\Gamma_0} - e\alpha_p^* p = 0, \tag{10}$$

де J – стала, що визначає густину інжекційного струму (струму управління); $\vec{\nu}$ – вектор нормалі до границі області; $e\alpha_p p$, $e\alpha_n n$ – густини рекомбінаційного струму; $\alpha_{n,p}$, $\alpha_{n,p}^*$ - швидкості поверхневої рекомбінації електронів і дірок;

б) вважаємо, що падіння прикладеної напруги U на діоді в основному відбувається на активній області:

$$\varphi\big|_{\Gamma_n} = 0, \qquad \varphi\big|_{\Gamma_p} = U, \qquad \varphi'_\nu\big|_{\Gamma_0} = 0; \tag{11}$$

в) потік тепла, що відводиться з активної області p-i-n-діода через його поверхню, підпорядкований закону Ньютона-Ріхмана ($\sigma_{1,2}$ –коефіцієнти теплопередачі):

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \nu}\right|_{\Gamma_n} = k_1(T - T_0), \; \left.\frac{\partial T}{\partial \nu}\right|_{\Gamma_p} = k_1(T - T_0), \; \left.\frac{\partial T}{\partial \nu}\right|_{\Gamma_0} = k_2(T - T_0), \; k_{1,2} = \frac{\sigma_{1,2}}{\lambda} \tag{12}$$

Складність задачі (1-12) обумовлена у першу чергу тим, що система рівнянь у частинних похідних (1-4) нелінійна з яскраво вираженими польовим та тепловим зворотними зв'язками. Ефекти, пов'язані з існуванням в p-i-n-структурах зворотних зв'язків, зокрема теплового, недостатньо вивчені.

Мета даної роботи – побудова математичної моделі формування електронно-діркової плазми в активній області p-i-n-діода, що записана в рамках диффузійнодрейфового і теплового наближення, та проведення аналізу моделі асимптотичними методами.

2. Постановка задачі

Подальші викладки будуємо в рамках наступних припущень: оскільки w<<r, то доцільним є розгляд одновимірного випадку моделі (1-12); вивчається стаціонарний режим протікання процесів; активна область слаболегована (N_d=0).

Перепишемо рівняння (1-4) з урахуванням (5-7) і після застосування процедури нормування ($\tilde{z}=\frac{z}{w}$, $\tilde{T}=\frac{T}{T_0}$, $\tilde{\varphi}=\frac{e\varphi}{k_B T_0}$, $\tilde{n}=\frac{n}{n_i}$, $\tilde{p}=\frac{p}{n_i}$, де n_i - стала, визначає концентрацію електронів у власному напівпровіднику, залежить від обраного матеріалу напівпровідника; знак “~” надалі опущено):

$$\begin{cases} \mu\varphi''=-(p-n), \\ n''=n'\varphi'+n\varphi''+A_n(T)n, \qquad\qquad (13) \\ p''=-p'\varphi'-p\varphi''+A_p(T)p, \\ T''=-\mu\delta\left(\frac{1}{\sqrt{T}}\left(\mu_{0p}\left(p\varphi'+Tp'\right)+\mu_{0n}\left(n\varphi'-Tn'\right)\right)\varphi'+\left(\gamma_p p+\gamma_n n\right)\left(1-\frac{(\alpha T_0)T^2}{E_g\left(T+\left(\frac{\beta}{T_0}\right)\right)}\right)\right), \end{cases}$$

При цьому умови (8-12) набувають наступного вигляду:

$$\left.\frac{1}{T}nE_z+\frac{dn}{dz}-\beta_n(T)n\right|_{z=0}=\frac{Jw}{eD_{0n}\sqrt{T}n_i},\ \left.\frac{1}{T}pE_z-\frac{dp}{dz}-\beta_p(T)p\right|_{z=0}=0,\ \varphi|_{z=0}=0, \quad (14)$$

$$\left.-\frac{1}{T}pE_z+\frac{dp}{dz}-\beta_p(T)p\right|_{z=1}=-\frac{Jw}{eD_{0p}\sqrt{T}n_i},\ \left.\frac{1}{T}nE_z+\frac{dn}{dz}+\beta_n(T)n\right|_{z=1}=0,\ \varphi|_{z=1}=U,$$

$$\left.\frac{dT}{dz}\right|_{z=0}=k_1(T-1)w,\quad \left.\frac{dT}{dz}\right|_{z=1}=k_1(T-1)w,\quad \beta_n(T)=\frac{\alpha_n w}{D_{0n}\sqrt{T}},\quad \beta_p(T)=\frac{\alpha_p w}{D_{0p}\sqrt{T}}.$$

Тут використано позначення: $\mu_1=\frac{\varepsilon\varepsilon_0 k_B T_0}{e^2 w^2 n_i}$ (малий параметр, μ_1~$10^{-6}\div10^{-8}$),

$$A_n(T)=\frac{w^2}{D_{0n}\sqrt{T}\tau_n^*},\ A_p(T)=\frac{w^2}{D_{0p}\sqrt{T}\tau_p^*},\ \gamma_p=\frac{E_g w^2 e}{\tau_p^*(k_B T_0)^2},\ \gamma_n=\frac{E_g w^2 e}{\tau_n^*(k_B T_0)^2},\ \delta=\frac{ew^2 n_i^2 k_B}{\varepsilon\varepsilon_0\lambda}.$$

3. Методика розпаралелювання нелінійної моделі дифузійно-дрейфового і теплового процесів в активній області p-i-n діодів

Задача (13-14) містить сформований природним чином малий параметр μ, наявність якого дозволяє залучити асимптотичні методи теорії збурень [4-9] для її розв’язання. Пошук розв’язку здійснюємо ітераційно з використанням спеціальної процедури почергової фіксації окремих компонент процесу. При фіксованому значенні T знаходяться функції $\varphi(z), n(z), p(z)$, що задовольняють 1-3 рівняння системи (13) з відповідними граничними умовами (14). Таким чином сформована підзадача є сингулярно збуреною. Після підстановки розв'язків сингулярно збуреної задачі у четверте рівняння системи (13) і залучення відповідних граничних умов (14) отримуємо регулярно збурену крайову задачу для рівняння теплопровідності.

Виходячи із постановки сингулярно збуреної підзадачі та беручи до уваги те, що на структуру розв'язку в основному впливають умови на контактних ділянках (околи z=0, z=1), пропонуємо шукати розв'язок у вигляді наступних асимптотичних рядів [4-9]:

$$\varphi=\varphi(z,\mu)=\sum_{i=0}^{m}\mu^i\varphi_i(z)+\sum_{i=0}^{m}\mu^i\underline{\Phi}_i(\underline{\xi})+\sum_{i=0}^{m}\mu^i\overline{\Phi}_i(\overline{\xi})+R_{\varphi(m)}(z,\mu), \tag{15}$$

$$n=n(z,\mu)=\sum_{i=0}^{m}\mu^i n_i(z)+\sum_{i=0}^{m}\mu^i\underline{N}_i(\underline{\xi})+\sum_{i=0}^{m}\mu^i\overline{N}_i(\overline{\xi})+R_{n(m)}(z,\mu),$$

$$p=p(z,\mu)=\sum_{i=0}^{m}\mu^i p_i(z)+\sum_{i=0}^{m}\mu^i\underline{P}_i(\underline{\xi})+\sum_{i=0}^{m}\mu^i\overline{P}_i(\overline{\xi})+R_{p(m)}(z,\mu),$$

де φ_i, n_i, p_i - регулярні частини асимптотики; $\underline{\Phi}_i, \underline{N}_i, \underline{P}_i, \overline{\Phi}_i, \overline{N}_i, \overline{P}_i$ - примежові поправки в околах точок *z=0* та *z=1* ($\underline{\xi}=\frac{z}{\sqrt{\mu}}$, $\overline{\xi}=\frac{1-z}{\sqrt{\mu}}$ - регуляризуючі розтяги); $R_{\varphi(m)}, R_{n(m)}, R_{p(m)}$ - залишкові члени.

Розв'язок регулярно збуреної підзадачі шукаємо у наступному вигляді:

$$T=T(z,\mu)=\sum_{i=0}^{m}\mu^i T_i(z)+R_{T(m)}(z,\mu). \tag{16}$$

Згідно з [6,7] головні члени асимптотики шукаємо в результаті розв'язання послідовності задач виду:

$$\begin{cases} n_0=p_0, \\ n_0''-(n_0\varphi_0')'-A_n(T)n_0=0, \\ p_0''+(p_0\varphi_0')'-A_p(T)p_0=0, \end{cases}
\begin{cases} \dfrac{\partial^2\underline{\Phi}_0}{\partial\underline{\xi}^2}=-(\underline{P}_0-\underline{N}_0), \\ \dfrac{\partial^2\underline{N}_0}{\partial\underline{\xi}^2}-\dfrac{\partial}{\partial\underline{\xi}}\left(\underline{N}_0\dfrac{\partial\underline{\Phi}_0}{\partial\underline{\xi}}\right)=0, \\ \dfrac{\partial^2\underline{P}_0}{\partial\underline{\xi}^2}+\dfrac{\partial}{\partial\underline{\xi}}\left(\underline{P}_0\dfrac{\partial\underline{\Phi}_0}{\partial\underline{\xi}}\right)=0, \end{cases}
\begin{cases} \dfrac{\partial^2\overline{\Phi}_0}{\partial\overline{\xi}^2}=-(\overline{P}_0-\overline{N}_0), \\ \dfrac{\partial^2\overline{N}_0}{\partial\overline{\xi}^2}-\dfrac{\partial}{\partial\overline{\xi}}\left(\overline{N}_0\dfrac{\partial\overline{\Phi}_0}{\partial\overline{\xi}}\right)=0, \\ \dfrac{\partial^2\overline{P}_0}{\partial\overline{\xi}^2}+\dfrac{\partial}{\partial\overline{\xi}}\left(\overline{P}_0\dfrac{\partial\overline{\Phi}_0}{\partial\overline{\xi}}\right)=0, \end{cases}$$

$$\left.\frac{dn_0}{dz}-\chi(T)n_0-\frac{\beta_n(T)\underline{N}_0}{2}+\frac{\beta_p(T)\underline{P}_0}{2}\right|_{z=0}=\frac{J}{2eD_{0n}\sqrt{T}}\frac{w}{n_i},\ \left.\frac{d\underline{N}_0}{d\underline{\xi}}\right|_{\underline{\xi}=0}=0,\ \left.\frac{d\underline{P}_0}{d\underline{\xi}}\right|_{\underline{\xi}=0}=0,$$

$$\left.\frac{dn_0}{dz}+\chi(T)n_0-\frac{\beta_p(T)\overline{P}_0}{2}+\frac{\beta_n(T)\overline{N}_0}{2}\right|_{z=1}=-\frac{J}{2eD_{0p}\sqrt{T}}\frac{w}{n_i},\left.\frac{d\overline{P}_0}{d\overline{\xi}}\right|_{\overline{\xi}=0}=0,\left.\frac{d\overline{N}_0}{d\overline{\xi}}\right|_{\overline{\xi}=0}=0,$$

$$\lim_{\underline{\xi}\to\infty}\underline{\Phi}_0(\underline{\xi})=\lim_{\underline{\xi}\to\infty}\underline{N}_0(\underline{\xi})=\lim_{\underline{\xi}\to\infty}\underline{P}_0(\underline{\xi})=\lim_{\overline{\xi}\to\infty}\overline{\Phi}_0(\overline{\xi})=\lim_{\overline{\xi}\to\infty}\overline{N}_0(\overline{\xi})=\lim_{\overline{\xi}\to\infty}\overline{P}_0(\overline{\xi})=0,$$

$$\varphi_0+\underline{\Phi}_0\big|_{z=0}=0,\ \varphi_0+\overline{\Phi}_0\big|_{z=1}=U,\ \chi(T)=\frac{1}{2}\left(\beta_n(T)-\beta_p(T)\right). \tag{17}$$

Для знаходження T_i приходимо до розв'язання послідовності задач:

$$T_i'' = F_i(T_{i-1}, z), \quad T_i' - k_1(T_i - 1)w\Big|_{z=0} = 0, \quad T_i' - k_1(T_i - 1)w\Big|_{z=1} = 0, \quad i = 0,1,2,\dots .$$

Далі одержане значення T підставляємо в 1-3 рівняння системи (13) і процес повторюється до його стабілізації.

4. Висновки

Запропоновано математичну модель прогнозування стаціонарного розподілу концентрації електронно-діркової плазми в активній області p-i-n діодів за умов розігріву плазми внаслідок виділення у об'ємі їх активної області Джоулевого тепла та енергії рекомбінації надлишкових носіїв заряду. Аргументовано вибір складових математичної моделі. Математичну модель приведено до нелінійної системи сингулярно і регулярно збурених складових крайової задачі для рівнянь неперервності електронно-діркових струмів, Пуассона та теплопровідності. Запропоновано методику пошуку розв'язку поставленої задачі у вигляді відповідних асимптотичних рядів за степенями малого параметра задачі. Примежові поправки відіграють ключову роль у формуванні електростатичного поля, що забезпечує розігрів електронно-діркової плазми активної області p-i-n діодів.

ЛІТЕРАТУРА

1. Sze S., Kwok K. Physics of Semiconductor Devices. New York: Wiley-Interscience, 2006. 815 p.
2. Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. Под ред. Гальперина. М.: Советское радио, 1978. 320 с.
3. Гуртов В.А., Осауленко Р.Н. Физика твердого тела для инженеров. М.: Техносфера, 2012. 560 с.
4. Тихонов А. Н. Системы дифференциальных уравнений, содержащие малые параметры. *Математический сборник,* 1952. Т. 31(73), № 3, С. 575–586.
5. Вишик М. И., Люстерник Л. А. Регулярное вырождение и пограничный слой для линейных дифференциальных уравнений с малым параметром. *УМН,* 1957. Т.12, №5, С. 3–122.
6. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высш. шк., 1990. 208 с.
7. Бомба А.Я., Присяжнюк І.М., Присяжнюк О.В. Методи теорії збурень прогнозування процесів тепломасоперенесення в пористих та мікропористих середовищах. Рівне: О.Зень, 2017. 291 с.
8. Бомба А.Я. Про асимптотичний метод наближеного розв'язання однієї задачі масопереносу при фільтрації в пористому середовищі. *Український математичний журнал,* 1982. Т.34, № 4, С.37–40.
9. Smith D.R. Singular-Perturbation Theory. An Introduction with Applications. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985. 520 p.

Надійшла 20.05.2021.

Математическое моделирование диффузионно-дрейфового процесса в активной области *p-i-n* диодов с учетом разогрева и рекомбинации методами теории возмущений

А.Я. Бомба, И.П. Мороз
Национальный университет водного хозяйства и природопользования, г. Ровно, Украина
E-mail: abomba@ukr.net, igor_moroz@yahoo.com

При длительном пропускании электрического тока через полупроводниковые устройства, в частности p-i-n диоды, происходит разогрев электронно-дырочной плазмы их активной области. В работе представлены результаты теоретических исследований влияния разогрева плазмы в результате выделения в объеме p-i-n диода Джоулевого тепла и высвобождения энергии рекомбинации носителей заряда на распределение концентрации плазмы в активной области p-i-n диодов. Предложено математическую модель прогнозирования стационарного распределения концентрации электронно-дырочной плазмы и температурного поля в i-области объемных p-i-n диодов в виде нелинейной краевой задачи в заданной области для системы уравнений непрерывности тока носителей заряда, Пуассона и теплопроводности. Показано, что дифференциальные уравнения модели содержат малый параметр таким образом, что уравнение Пуассона является сингулярно возмущенным, уравнение теплопроводности - регулярно возмущенным. Получено приближенное решение поставленной задачи в виде асимптотических рядов по степеням малого параметра. Асимптотические ряды, описывающие поведение концентрации плазмы и потенциала в исследованной области, содержат, в частности, примежевые поправки. Члены этих рядов находятся в результате решения последовательности краевых задач, получены в результате расщепления исходной задачи, для систем линейных дифференциальных уравнений. Краевая задача для нелинейного уравнения теплопроводности приводится к последовательности задач для соответствующих линейных неоднородных уравнений. Процесс уточнения решений итеративный. Стабилизация процесса обеспечивается существованием отрицательной обратной связи в системе (с повышением температуры подвижности носителей заряда уменьшаются).

Ключевые слова: метод возмущений, сингулярно возмущенные краевые задачи, регулярно возмущенные краевые задачи, асимптотический ряд, метод пограничных функций, диффузионно-дрейфовый процесс, тепловой процесс.