УДК 539

Тітов Ю.В., Гуревич Ю.Г.

Тітов Ю.В.

Фізичний факультет, Дослідний центр
Національно технічного інституту
CINVESTAV-IPN, п/я 14740,
Федеральний округ, Мексика

Гуревич Ю.Г.

ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНЕ НАГРІВАННЯ Й ОХОЛОДЖЕННЯ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУРАХ: НЕРІВНОВАЖНІ НОСІЇ ЗАРЯДУ (Огляд)

Стаття присвячена аналізу явищ термоелектричного охолодження в напівпровідниках, що містять потенціальні бар'єри на границі p-n-переходу. Представлена побудова адекватної послідовної теоретичної моделі, що описує цей ефект. Розглянута роль швидкості рекомбінації як нового джерела тепла в лінійному наближенні по електричному струму, що приводить до переформулювання рівнянь теплового балансу. Представлена рекомбінація нерівноважних носіїв завжди залежить від температурної неоднорідності, пов'язаної з термоелектричним охолодженням. Тому концентрації нерівноважних носіїв не зникають навіть при дуже короткому часі життя. Показана також важливість перерозподілу нерівноважних носіїв заряду, яка не бралася до уваги в більшості публікацій на цю тему. Показана неадекватність традиційної теорії термоелектричного охолодження, що не враховує вплив нерівноважних носіїв заряду. Крім того, при зниженні швидкості рекомбінації відбувається перехід від охолодження до нагрівання.

Ключові слова: ефект Джоуля, ефект Пельтьє, ефект Томсона, ефект Зеєбека.

The paper is devoted to the analysis of thermoelectric cooling phenomena in semiconductors containing potential barriers p-n-junction. The formulation of an adequate self-consistent theoretical model describing the effect is presented. The role of the recombination rate as a new source of heat in linear approximation of the electric current was discussed, leading to a reformulation of the heat balance equations. The presented recombination of the nonequilibrium carriers depend always on the temperature heterogeneity connected with thermoelectric cooling. Therefore the nonequilibrium carrier concentrations do not disappear even at very small life times. The importance of redistribution of nonequilibrium charge carriers, which has been ignored in most publications on this subject, is also shown. The conventional theory of thermoelectric cooling, not taking into account the influence of the nonequilibrium charge carriers, is shown to be inadequate. Besides, when the recombination rate decreases, cooling changes to heating.

Key words: Joule effect, Peltier effect, Thomson effect, Seebeck effect.

Вступ

Традиційно дослідники розглядали термоелектричне охолодження (нагрівання) з погляду наявності стоків джерел тепла в неоднорідній системі, через яку протікає електричний струм [1]. Однак у роботах [2 – 4] було показано, що термодинамічний процес охолодження (нагрівання) можна пояснити за допомогою принципу Ле Шательє-Брауна [5]. Резюмуючи зміст робіт [2] і [4], зміна дрейфового потоку тепла $q_{dr} = Пj$ (де П – коефіцієнт Пельтьє, а j – густина електричного струму) в однорідній системі викликає термодифузійний тепловий потік $q_{diff} = -κ\nabla T$ (де κ – теплопровідність, а T – температура), що компенсує цю зміну. Завдяки цьому термодифузійному тепловому потоку виникає температурна неоднорідність, яка охолоджує (нагріває) систему залежно від напрямку електричного струму й властивостей матеріалу. Коли температура в системі нижче рівноважної, одержуємо ефект термоелектричного охолодження, а коли температура вище рівноважної, одержуємо ефект термоелектричного нагрівання.

P-n структура застосовується для виготовлення термоелектричного холодильника [1, 6 – 9], тому що термоелектричні дрейфові потоки спрямовані (при відповідному напрямку струму з *n*-області до *p*-області) від границі розділу до краю в обох шарах *p-n* структури, що підсилює явище охолодження [2]. Традиційно в дослідженнях ефекту Пельтьє не розглядаються нерівноважні носії заряду [1 – 4, 6 – 9], так що тільки основні носії заряду і їх електричний струм беруться до уваги у виразах для потоків тепла в *n*- і p-областях, незважаючи на те, що струм неосновних носіїв заряду поблизу *p-n*-області того ж порядку величини, що й струм основних носіїв заряду [10]. Таким чином, теплове генерування й поява неосновних носіїв заряду повинні відбуватися поблизу границі розділу, забезпечуючи потік електричного струму [10]. У результаті виникають нерівноважні носії заряду. У роботі [11] розглянуті деякі аспекти цієї проблеми. З іншого боку, детально вивчений вплив нерівноважних носіїв заряду на генерування термоелектрорушійної сили (ЕРС) (ефект Зеєбека) [12, 13]. У даній роботі представлений альтернативний підхід до фізики термоелектричного охолодження в *p-n* переходах [14-16].

Вплив нерівноважних носіїв заряду на термоелектричне охолодження (нагрівання)

У лінійному наближенні по електричному струму рівняння теплового балансу має вигляд [2], [17]:

$$\nabla \cdot q = \varepsilon_g R, \tag{1}$$

де $q = q_{dr} + q_{diff}$ – тепловий потік, R – швидкість рекомбінації, ε_g – ширина забороненої зони. У розділі III ми покажемо, що в лінійному наближенні для сильної й слабкої рекомбінації права сторона рівняння (1) стає рівною нулю.

Вираз для q_{dr} у біполярних напівпровідниках має вигляд:

$$q_{dr} = П_n j_n + П_p j_p . \tag{2}$$

Тут q_{dr} – дрейфові теплові потоки в напівпровідниках *n*- і *p*-типу, $j_{n,p}$ і $П_{n,p}$ – електронні й діркові електричні струми й коефіцієнти Пельтьє.

Коефіцієнти Пельтьє в невироджених напівпровідниках визначаються наступними виразами [7]:

$$П_{n,p} = \mp\frac{1}{e}\left(\left[\, r_{n,p} + 5/2 \,\right]T - \mu_{n,p}\right), \tag{3}$$

де $\mu_{n,\,p}$ – квазірівні Фермі для електронів і дірок в *n*- і *p*-областях, *e* – дірковий заряд, а $r_{n,p}$ – експоненти часу релаксації імпульсу [18]. Слід мати на увазі, що абсолютне значення коефіцієнта Пельтьє неосновних носіїв може набагато перевищувати такеж значенняв основних носіїв.

Оскільки квазірівні Фермі залежать від концентрації основних і неосновних носіїв заряду, то коефіцієнти Пельтьє будуть залежати від координати *x* (у шарі просторового заряду поблизу *p-n* переходу ($-r_D^n < x < r_D^p$, де $r_D^{n,p}$ - радіус Дебая в *n*- і p-області)) навіть у лінійнім наближенні рівняння (2) по струму, завдяки координатній залежності рівноважних концентрацій поблизу *p-n* переходу.

Вираз для дифузійних теплових потоків $q_{diff}^{n,p}$ виглядає таким чином:

$$q_{diff} = -\left(\kappa_n + \kappa_p + \kappa_{ph}\right)\nabla T\ , \tag{4}$$

де κ_n, κ_p і κ_{ph} – теплопровідність електронів, дірок і фононів в *n*- і *p*-областях.

Оскільки $\kappa_{n,p} << \kappa_{ph}$ у невироджених напівпровідниках, то рівняння (4) зводиться до:

$$q_{diff}^{n,p} = -\kappa_{ph}^{n,p}\ \nabla T. \tag{5}$$

Беручи до уваги викладені вище міркування, рівняння теплового балансу (1) можна переписати так:

$$-\kappa_{ph}\Delta T + \Pi_n \nabla\cdot j_n + \Pi_p \nabla\cdot j_p + j_n \nabla\Pi_n + j_p \nabla\Pi_p = \varepsilon_g R\ . \tag{6}$$

Оскільки густини струму можна розрахувати як [19]:

$$\begin{aligned} j_n &= -\sigma_n\left(\nabla\phi - \nabla\mu_n/e + \alpha_n\nabla T\right),\\ j_p &= -\sigma_p\left(\nabla\phi + \nabla\mu_p/e + \alpha_p\nabla T\right), \end{aligned} \tag{7}$$

необхідно розрахувати μ_n, μ_p і ϕ. Тут $\sigma_{n,p}$ – електропровідності, $\alpha_{n,p}$ – коефіцієнти Зеєбека ($\Pi_{n,p} = \alpha_{n,p} T$), а ϕ - електричний потенціал.

Макроскопічний опис переносу нерівноважних носіїв заряду виконується за допомогою рівнянь незперервності для густини струму електронів і дірок і рівняння Пуассона [20]:

$$\nabla\cdot j_n = eR, \tag{8 а}$$

$$\nabla\cdot j_p = -eR, \tag{8 б}$$

$$\Delta\phi = 4\pi\frac{\rho}{\varepsilon}, \tag{9}$$

де ρ - просторові заряди, ε - діелектрична проникність, а R – швидкості рекомбінації в *n*- і *p*-областях.

Швидкість рекомбінації при наявності температурного градієнта була отримана в [20], [21]:

$$R = \tau^{-1}\left[\left(n(x) - n_0\right) + A\left(p(x) - p_0\right) + \beta\left(T(x) - T_0\right)\right], \tag{10}$$

де n і p – концентрації електронів і дірок, n_0 і p_0 – рівноважні концентрації електронів і дірок, а T_0 – рівноважна температура. Вирази для τ, A і β можна знайти в [20], [21]. Необхідно підкреслити, що τ, A і β залежать тільки від властивостей напівпровідника. Важливо відзначити, що τ змінюється обернено пропорційно коефіцієнтам захоплення, тоді як A і β є кінечними при будь-якій величині коефіцієнтів захоплення. Підкреслимо, що хімічні потенціали електронів і дірок ($\mu_{n,p}$) і їх концентрації (n і p) зв'язані простими алгебраїчними виразами [13]. Відзначимо, що $\mu_n + \mu_p = -\varepsilon_g$ у стані рівноваги. Отже, система чотирьох рівнянь (7) – (9) описує поведінку чотирьох невідомих функцій δn, δp, $\delta\phi$ і δT (або $\delta\mu_n$, $\delta\mu_p$, $\delta\phi$ і δT), де $\delta n = n - n_0$, $\delta p = p - p_0$, $\delta\phi = \phi - \phi_0$, $\delta T = T - T_0$, $\delta\mu_{n,p} = \mu_{n,p} - \mu_{n,p}^0$ (T_0, $\mu_{n,p}^0$ і ϕ_0 - температура, хімічні потенціали й електричний потенціал *p-n* структури в стані рівноваги, відповідно). Нерівноважні температури з'являються в нашій лінійній задачі за рахунок ефекту Пельтьє [2-3]. У лінійному наближенні $\delta n = (n_0/T_0)\delta\mu_n$, $\delta p = (p_0/T_0)\delta\mu_p$ [13].

Густину заряду в рівнянні (9) можна записати як $\rho = \rho_0 + \delta\rho$, де ρ_0 і $\delta\rho$ - рівноважна й нерівноважна густини заряду, які складаються з електронів, дірок і носіїв (як електронів, так і дірок), захоплених на домішкових рівнях, тому [14, 23]

$$\delta\rho = e(B\delta p - C\delta n + D\delta T)\,. \tag{11}$$

Для розв'язку системи рівнянь (8 – 9) в *p-n* переходах традиційно використовується таке наближення як допущення квазінейтральності поза областю просторового заряду [24]. Застосування квазінейтрального наближення застосовне, якщо довжина квазінейтральної області й дифузійна довжина неосновних носіїв перевищують довжину Дебая. У цьому випадку [13, 23] замість рівняння Пуассона одержуємо (див. рівняння (11)):

$$\delta\rho = 0\,. \tag{12}$$

Рівняння (7) можна переписати як:

$$R = R_n = R_p = 1/\tau[E\delta n + F\delta T]\,. \tag{13}$$

Граничні умови

Система рівнянь (1) і (8-9), що визначає термоелектричне охолодження, повинна бути доповнена відповідними граничними умовами, які описують електричні струми, тепловий потік і електричний потенціал через границю розділу. Дуже важливо вибрати граничні умови, використовувані при розв'язку рівнянь переносу заряду. Слід зазначити, що традиційно використовувані вирази мають силу тільки для напівпровідникових пристроїв, що працюють в умовах розімкнутого кола (див., наприклад, посилання 10). Оскільки в нормальному робочому режимі струм протікає на клемах, широке застосування граничних умов для режиму розімкнутого кола є некоректним. Для режиму замкненого кола необхідно виводити інший набір граничних умов. Цією проблемою почали займатися тільки в останні кілька років [19, 22].

Допустимо, що в напрямку *y* - і *z*- *p* - *n* перехід адіабатично ізольований. Тоді граничні умови в напрямку, що залишився (тобто границя розділу *p-n* переходу ортогональна осі *x* і, за умови, що границя розділу розташовано в $x = 0$, область *n* перебуває між $x = -l_n$ і $x = 0$, область *p* – між $x = 0$ і $x = l_p$) наведені нижче.

Якщо припустити, що ідеальний контакт метал-напівпровідник поміщений в $x = -l_n$ можна записати наступні граничні умови для надлишкових густин температури й густина носіїв (надалі верхній індекс *n* або *p* при величині ставиться, відповідно, до області *n* або *p*):

$$\delta T^n\left(-l_n\right) = 0\,, \tag{14}$$

$$\delta n\left(-l_n\right) = 0\,, \tag{15}$$

$$\delta\phi(-l_n) = 0\,. \tag{16}$$

Ці граничні умови виправдані у зв'язку з високим значенням теплопровідності металів і інтенсивною рекомбінацією на границі розділу метал-напівпровідник. Аналогічні граничні умови можуть бути записані на границі розділу метал-напівпровідник при $x = l_p$:

$$\delta T^p\left(l_p\right) = 0\,, \tag{17}$$

$$\delta p\left(l_p\right) = 0\,, \tag{18}$$

$$\delta\phi(l_p) = -V\,. \tag{19}$$

де *V* – прикладена напруга. Ці граничні умови допускають, що напівпровідник перебуває в рівновазі в $x = -l_n$ і $x = l_p$, інакше електричний потенціал (тобто рівняння (16) і (19)) не може бути строго визначеним [25].

На границі розділу *p-n* переходу можна ввести три додаткові граничні умови [19], [22]:

$$\begin{gathered}\delta\phi^n(0)-\frac{\delta\mu_n^n(0)}{e}-\frac{1}{e}\frac{\partial\mu_{n_0}^n}{\partial T}\delta T^n(0)=\delta\phi^p(0)-\frac{\delta\mu_n^p(0)}{e}-\frac{1}{e}\frac{\partial\mu_{n_0}^p}{\partial T}\delta T^p(0),\\ \delta\phi^n(0)+\frac{\delta\mu_p^n(0)}{e}-\frac{1}{e}\frac{\partial\mu_{n_0}^n}{\partial T}\delta T^n(0)=\delta\phi^p(0)+\frac{\delta\mu_p^p(0)}{e}-\frac{1}{e}\frac{\partial\mu_{n_0}^p}{\partial T}\delta T^p(0),\end{gathered} \tag{20}$$

$$Q^n(0)=Q^p(0), \tag{21}$$

$$j_n^n(0)=j_n^p(0), \tag{22}$$

$$\delta T^n(0)=\delta T^p(0), \tag{23}$$

Ці граничні умови отримані при припущенні, відповідно, незперервності електрохімічного потенціалу на границі розділу, високої тепло й електропровідності на переході й відсутності поверхневої рекомбінації. По суті, оскільки границя розділу *p-n* переходу перебуває усередині збідненої області, таке допущення нереальне й необхідно використовувати граничні умови з кінечними провідностями [19], у даній роботі для спрощення ми використовуємо рівняння (20) – (23). Нарешті, слід зазначити, що в областях, де виконується умова квазінейтральності, $\delta\rho = 0$, а рівняння Пуассона стає алгебраїчним, приймаючи вигляд $\delta n = -A'\delta p - B'\delta T$, де A' і B' – константи.

Спрощення моделі термоелектричного охолодження для двох граничних випадків

У даному розділі ми проаналізуємо термоелектричне охолодження в області *p-n* переходу для двох граничних випадків: сильної й слабкої рекомбінації.

А. Слабка рекомбінація

Будемо вважати об'ємну рекомбінацію слабкою. У цьому випадку виконуються умови $l_D >> l_{n,p} >> r_D$, а отже, слабка рекомбінація вірна для тонкоплівкових *p-n* структур. Формально $R = 0$ при $\tau \to \infty$. При цій умові права сторона рівняння (1) стає тривіально рівною нулю, а рівняння (1) поряд з рівняннями (4) і (5) перетвориться в:

$$\Delta T = 0, \tag{24}$$

а рівняння (8) в:

$$\nabla \cdot j_{n,p} = 0. \tag{25}$$

З рівняння (25) випливає, що $j_{n,p}$ не залежать від координат і $j_n^n + j_p^n = j_n^p + j_p^p = j_0$, де j_0 – увесь струм, що протікає через *p-n* структуру. Із граничних умов для струмів ([19]) випливає, що $j_n^n + j_n^p = j_0^n$, $j_p^n + j_p^p = j_0^p$ $(j_0^n + j_0^p = j_0)$.

Неважко зрозуміти, що концентрації нерівноважних носіїв (δn і δp) у цьому випадку максимальні.

Може здатися, що розрахунок термоелектричного охолодження не вимагає застосування рівнянь (25) під час відсутності рекомбінації, оскільки в рівнянні (24) немає інших невідомих функцій. Тому, схоже, що термоелектричне охолодження не залежить від концентрації нерівноважних носіїв. Однак, граничні умови для рівняння (24) повинні бути сформульовані для теплових потоків (рівняння (2) і (5)). Дрейфові теплові потоки залежать від струму основних і неосновних носіїв (рівняння (2)). Останній суттєво залежить від розподілу концентрації нерівноважних носіїв через умови $(\nabla\mu_{n,p})/e$. Тому немає причин свідомо припускати, що $j_n^n >> j_p^n$ й $j_p^p >> j_n^p$.

Задача зводиться до розрахунків струмів в електричній схемі, що складається із двох схем, з'єднаних паралельно. Одна з них складається із двох напівпровідників *n*-типу, з'єднаних послідовно, з концентраціями n^n і n^p, тоді як інша складається із двох напівпровідників *p*-типу, з'єднаних послідовно, з концентраціями p^n і p^p. В обраному напрямку струму (від *n*- до *p*-області) при слабкій рекомбінації відбувається нагрівання замість охолодження [2, 11].

Щодо сказаного вище відзначимо, що класична теорія вольтамперної характеристики через *p*-*n* перехід [26] задовольняє наступному рівнянню:

$$j_0 = j_s\left(\exp\left(\frac{eV}{T}\right)-1\right), \tag{26}$$

де струм насичення (j_s) змінюється прямо пропорційно коефіцієнтам захоплення. З рівняння (26) випливає, що струм j_0 через *p-n* перехід дорівнює нулю, коли рекомбінація відсутня при будь-якій напрузі.

Це значить, що модель (рівняння (26)) невірна при слабкій рекомбінації. У той же час, рівняння (25) (разом з рівнянням (24)) дають правильний вираз для струму j_0 (принаймні, при слабкій напрузі). Головний результат полягає в тому, що можна одержати температурне відхилення від рівноваги на переході:

$$\begin{aligned}
\delta T^n(0) = {} & j_0 l_n\left[\left(\Pi_n^p+\Pi_p^n\right)^2\left(\left(\Pi_n^p\right)^2\frac{l_p}{\sigma_p^p}+\left(\Pi_p^n\right)^2\frac{l_n}{\sigma_n^n}\right)\right]+\\
&+j_0 l_n H\left[\left(\Pi_n^p\right)^2\left(\frac{l_p}{\sigma_n^p}+\frac{l_n}{\sigma_p^n}\right)\left(\frac{l_n}{\sigma_p^n}+\frac{l_p}{\sigma_p^p}\right)\right]+\\
&+j_0 l_n H\left[\left(\Pi_p^n\right)^2\left(\frac{l_p}{\sigma_n^p}+\frac{l_n}{\sigma_p^n}\right)\left(\frac{l_p}{\sigma_n^p}+\frac{l_p}{\sigma_n^n}\right)\right]+\\
&+j_0 l_n H\left[\left(\Pi_p^n+\Pi_n^p\right)^2\left(\frac{l_p}{\sigma_n^p}+\frac{l_n}{\sigma_p^n}\right)\frac{l_n l_p}{\sigma_n^p\sigma_p^n}\right].
\end{aligned} \tag{27}$$

Вираз для *H* виглядає так:

$$H = \frac{T_0}{l_\mathrm{n} l_p}\left(\kappa_{ph}^n l_p + \kappa_{ph}^p l_n\right). \tag{28}$$

Із цього виразу випливає, що позитивний струм буде генерувати тепло замість охолодження на переході, що сильно відрізняється від звичайних результатів.

В. Сильна рекомбінація

Припустимо, що рекомбінація дуже сильна. Фізичний зміст полягає в тому, що $l_{n,p} >> l_D \to 0 >> r_D \to 0$. З математичної точки зору ми маємо $\tau \to 0$ у рівнянні (10).

Оскільки швидкість рекомбінації (*R*) не може бути нескінченною при $\tau \to 0$, то з рівняння (10) випливає, що:

$$\delta n = -A\delta p - \beta\delta T. \tag{29}$$

У той же час, величина *R* є кінечною, але не визначеною. Склавши рівняння (8 *а*) і (8 б), одержимо:

$$\nabla \cdot \left(j_n^n + j_p^n \right) = 0, \ \ \nabla \cdot \left(j_n^p + j_p^p \right) = 0. \tag{30}$$

Важливо підкреслити, що концентрації нерівноважних носіїв заряду (δn і δp) не дорівнюють нулю в розглянутому наближенні. Отже, немає підстав стверджувати, що $j_n^n >> j_p^n$ й $j_p^p >> j_n^p$.

Тому об'ємне рівняння (1) знову перетвориться в:

$$\Delta T = 0. \tag{31}$$

І знову, як і у випадку слабкої рекомбінації, права сторона рівняння (1) також стає рівною нулю, але за зовсім іншими фізичними причинами. Але, як і у випадку слабкої рекомбінації, тепловий потік залежить від концентрації нерівноважних носіїв. Останні визначаються рівняннями (29), (30) і (31) при відповідних граничних умовах.

У попередньому випадку відзначалося, що рівняння (26) не є коректним, якщо рекомбінація досить слабка. Також неважко зрозуміти, що рівняння (26) не є коректним у випадку сильної рекомбінації. З виразу для j_s випливає, що $j_s \to \infty$, коли $\tau \to 0$ при будь-якій прикладеній напрузі V. Останнє твердження не є коректним з фізичної точки зору. Описаний вище метод дозволяє розрахувати вольтамперну характеристику *p-n* переходу у випадку сильної рекомбінації в лінійному режимі щодо прикладеної напруги V.

Температурне відхилення на переході отримане аналітично:

$$\delta T^n(0) \infty\; j_0 l_n \left[\sigma_n^n \sigma_p^p \left(\Pi_n^n - \Pi_p^p \right) + \sigma_p^n \sigma_p^p \Pi_p^n - \sigma_n^n \sigma_n^p \Pi_n^p \right]. \tag{32}$$

Цей вираз явно відрізняється від звичайно використовуваного:

$$\delta T^n(0) \propto j_0 \sigma_n^n \sigma_p^p \left(\Pi_n^n - \Pi_p^p \right) l_n . \tag{33}$$

Це відмінності не тільки по величині, але й за знаком. На відміну від рівняння (33), яке для позитивних значень j_0 тільки передбачає ріст температури з j_0, рівняння (32) передбачає, що *p-n* перехід в тих же умовах зміщення (позитивні значення j_0) може нагріватися або охолоджуватися залежно від значень коефіцієнтів Пельтьє й електропровідності *p-n* переходу. Більше того, рівняння (32) чітко показує першорядну важливість нерівноважних носіїв по обидва боки переходу (ігноровану в рівнянні (33)), оскільки вони управляють знаком $\delta T^n(0)$.

Нарешті, підкреслимо, що тільки при одночаснім задоволенні наступних двох критеріїв:

$$\frac{\Pi_n^n}{\Pi_n^p} >> \frac{\sigma_n^p}{\sigma_p^p} \quad \frac{\Pi_p^p}{\Pi_p^n} >> \frac{\sigma_p^n}{\sigma_n^n} \tag{34}$$

рівняння (32) зводиться до рівняння (33).

Коли традиційна теорія термоелектричного охолодження справедлива?

Рівняння, використовувані для опису термоелектричного охолодження в традиційній теорії, це [1 – 4, 6 – 9] рівняння (31) і

$$q_n = -\kappa^n{}_{ph} \nabla T + \Pi^n{}_n j^n{}_n , \tag{35}$$

$$q_p = -\kappa^p{}_{ph} \nabla T + \Pi^p{}_p j^p{}_p . \tag{36}$$

і припускається, що $j^n{}_n = j^p{}_p = j_0$ й не залежать від координат. Крім того, припускається, що $\Pi^n{}_n$ й $\Pi^p{}_p$ постійні по просторових змінних.

Однак, питання «коли призначена модель справедлива?» не розглядається в жодній з робіт, наведених вище (і не згадується в жодній роботі, присвяченій проблемі термоелектричного охолодження). Тільки в роботі [11] це питання розглядається з фізичної (але не математичної) точки зору. Тому виникає питання: «чи можуть рівняння (31), (35) і (36) бути справедливі?» і якщо так, то при яких умовах?

Як було показано в попередньому розділі, рівняння теплового балансу має вигляд рівняння (31) у двох граничних випадках (сильної й слабкої рекомбінації), при допущенні умови квазінейтральності. Рівняння (35), (36) незастосовні до випадків слабкої й проміжної рекомбінації. Тому ми концентруємо нашу увагу тільки на випадку сильної рекомбінації. Відзначимо, що рівняння (2) і (5) можуть бути зведені до рівнянь (35)-(36) при виконанні наступних умов:

$$j^n{}_n >> j^n{}_p, j^p{}_p >> j^p{}_n. \tag{37}$$

Ці умови задовольняються тільки при δn, $\delta p \to 0$. Однак, як видно з рівнянь (12) і (29), δn, $\delta p \to 0$ тільки при $\beta \to 0$. З фізичної точки зору це означає, що концентрації зарядових носіїв не залежать від локальної температури $T(x)$. Однак, така ситуація не виникне ніколи. Тому термоелектричне охолодження, описуване рівняннями (31), (35) і (36) у традиційній теорії, є невірним.

Нарешті, підкреслимо, що одне з головних допущень у даній роботі полягає в тому, що бічні поверхні $p-n$ структури термічно ізольовані (адіабатична ізоляція, адіабатичний ефект Пельтьє [2]). У цій ситуації досліджувана $p-n$ структура не має енергетичної взаємодії з навколишнім середовищем, таким чином, ефект Пельтьє проявляється « з усією очевидністю».

Однак на практиці має місце інша дуже цікава ситуація: ідеальна теплова взаємодія *p-n* структури з навколишнім середовищем (ізотермічний ефект Пельтьє [1, 9]). Ясно, що в цих умовах всередині структури $\nabla T = 0$. У цьому випадку проблема термоелектричного охолодження зводиться до розрахунків кількості тепла, абсорбованого з навколишнього середовища або виділеного в нього *p-n* структурою для задоволення умови, накладеній $\nabla T = 0$. На наш погляд така постановка проблеми є надто штучною.

Легко визначивши тепловий потік із традиційної теорії, за допомогою рівнянь (35) – (36) і накладення $\nabla T = 0$, ми безпосередньо одержимо

$$q = (\Pi^n{}_n - \Pi^p{}_p) j_0 . \tag{38}$$

У моделі, представленій в даній статті, розрахунки q_{ext} вимагають розв'язку системи рівнянь (8), (12) і (31) при $\nabla T = 0$ і відповідних граничних умовах. Для ізотермічного ефекту Пельтьє умова $\tau \to 0$ (сильна рекомбінація) забезпечує зникнення концентрацій нерівноважних носіїв заряду $\delta n = \delta p = 0$ і перехід до традиційної теорії.

Висновки

Показано, що теорія термоелектричного охолодження (адіабатичний ефект Пельтьє) не може бути створена без врахування існування нерівноважних концентрацій електронів і дірок. Представлена рекомбінація нерівноважних носіїв завжди залежить від температурної неоднорідності, пов'язаної з термоелектричним охолодженням. Отже, нерівноважні концентрації носіїв не зникають навіть при дуже короткому часі життя. Проаналізовані спрощення, пов'язані з наближенням квазінейтральності для слабкої й сильної рекомбінації. У даній роботі показано, що ефект Пельтьє сильно залежить від швидкості рекомбінації. Зокрема, показано, що знак ефекту Пельтьє змінюється з величиною швидкості рекомбінації.

Подяка. Автори висловлюють подяку Національній раді по науці й техніці Мексики за часткову фінансову підтримку.

Література

1. Thermoelectrics Handbook: Macro to Nano, edited by D.M. Rowe (Taylor & Francis, London/CRC, Boca Raton, FL, 2006).
2. Yu.G. Gurevich and G.N. Logvinov, Semicond. Sci. Technol. **20**, R57 (2005).
3. G.N. Logvinov, J.E. Velásquez, I.M. Lashkevych, and Yu.G. Gurevich, Appl. Phys. Lett. **89**, 092118 (2006).
4. Yu.G. Gurevich and G. N. Logvinov, Rev. Mex. Fis. **53**, 337 (2007).
5. R. de Groot and P. Mazur, Non-Equilibrium Thermodynamics (Dover, New York, 1984).
6. A.F. Ioffe, Semiconductor Thermoelements and Thermoelectric Cooling (Infosearch, London, 1957).
7. J. Tauc, Photo and Thermoelectric Effects in Semiconductors (Pergamon, Oxford, 1962).
8. L.I. Anatychuk, Physics of Thermoelectricity (Institute of Thermoelectricity, Kyiv, Chernivtsi, 1998).
9. G.S. Nolas, J. Sharp, and H.J. Goldsmid, Thermoelectrics. Basic Principles and New Materials Development (Springer, Berlin, New York, 2001).
10. K. Seeger, Semiconductor Physics (Springer, Berlin, 1985).
11. Yu.G. Gurevich, G.N. Logvinov, O.Yu. Titov, and J. Giraldo, Surf. Rev. Lett. **9**, 1703 (2002).
12. Yu.G. Gurevich, O.Yu. Titov, G.N. Logvinov, and O.I. Lyubimov, Phys. Rev. B **51**, 6999 (1995).
13. Yu.G. Gurevich, G.N. Logvinov, G. Espejo, I.N. Volovichev, O.Yu. Titov, and A. Meriuts, Phys. Status Solidi B **231**, 278 (2002).
14. Igor Lashkevych, Carlos Cortes, and Yuri G. Gurevich, Journal of Applied Physics **105**, 053706 (2009).
15. Yu.G. Gurevich, J.E. Velázquez-Pérez, Journal of Applied Physics **114**, 1033704 (2013).
16. Yu.G. Gurevich, J.E. Velazquez-Perez, Peltier Effect in Semiconductor, Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering (John Wiley and Sons, p. 1 – 21, 2014), DOI:10.1002/047134608X.W8206
17. L. Villegas-Lelovsky, G. Gonzalez de la Cruz, and Yu.G. Gurevich, Thin Solid Films, **433**, 371 (2003).
18. V.F. Gantmakher, I.B. Levinson, Carrier Scattering in Metals and Semiconductors, Vol. 19 of Modern Problems in Condensed Matter Science (Amsterdam, Netherlands: North-Holland, 1987).
19. I.N. Volovichev, J.E. Velazquez-Perez, Yu.G. Gurevich, Solid-State Electronics **52**, 1703 (2008).
20. I.N. Volovichev, G.N. Logvinov, O.Yu. Titov, and Y.G. Gurevich, J. Appl. Phys. **95**, 4494 (2004).
21. Yu.G. Gurevich and I.N. Volovichev, Phys. Rev. B **60**, 7715 (1999).
22. O.Yu. Titov, J. Giraldo, Yu.G. Gurevich, Applied Physics Letters **80**, 3108 (2002).
23. Yu.G. Gurevich, J.E. Velazquez-Perez, G. Espejo-Lopez, I.N. Volovichev, O.Yu. Titov, Journal of Applied Physics **101**, 023705 (2007).
24. J.N. Chazalviel, Coulomb Screening by Mobile Charges (Boston: Birkhauser, 1999).
25. Yu.G. Gurevich, V.B. Yurchenko, Sov. Phys. Semicond. **25**, 1268 (1991).
26. C.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley, Proc. IRE **45**, 1228 (1957).

Надійшла до редакції 16.07.2014