

ПРОБЛЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ЭДС В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ВЫВОДА ЕЕ ВО ВНЕШНЮЮ ЦЕПЬ

Гуревич Ю. Г., Юрченко В. Б.

Дано общее описание процесса формирования ЭДС в среде с неравновесными носителями тока. Для ряда полупроводниковых структур предсказано появление аномальных ЭДС, возникающих при фотогенерации основных носителей или же, например, при однородном вдоль всего контура разогреве электронов и дырок. Рассмотрена проблема определения ЭДС внутри многокомпонентной среды и регистрации ее во внешней цепи.

В физике полупроводников известно много эффектов, связанных с возникновением электродвижущих сил (ЭДС). Последние появляются как в специальных структурах, так и в однородных образцах ограниченных размеров [1, 2]. Теоретическое описание различных ЭДС обычно строится на основе моделей, в которых предлагаются те или иные конкретные механизмы появления электрического тока и соответственно разные способы вычисления ЭДС (см., например, [3-5]). С расширением круга изучаемых явлений и созданием новых полупроводниковых структур механизмы для объяснения наблюдаемых ЭДС становятся все более утонченными [6, 7]. В то же время общее описание процесса формирования ЭДС в среде с неравновесными носителями тока, последовательное с точки зрения электродинамики, отсутствует. За неимением такого описания при общем обсуждении вопроса о том, как и за счет чего появляются ЭДС, обычно ссылаются на действие различных «сторонних сил неэлектрического происхождения», например химических. Однако справедливое по существу, это замечание ничего не объясняет, так как не указывает, как в принципе термодинамическая неравновесность приводит к появлению в замкнутой электрической цепи «сторонних сил» и электрического тока (если вообще приводит) и соответственно как в случае произвольной неравновесной среды следует вычислять возможные ЭДС. Ссылка на то, что в неравновесной неоднородной цепи сумма «контактных разностей потенциалов разных носителей заряда» может быть отличной от нуля [8], лишь «затемняет» ситуацию, так как электрический потенциал для всех носителей един и его изменение вдоль всего контура всегда равно нулю, а что представляют собой парциальные контактные разности потенциалов для разных носителей заряда и как их вычислять, остается неясным. В примерах же, используемых для иллюстрации подобных представлений (см. [1-3, 8]), обычно рассматриваются только те ситуации, когда вводимые термины можно наполнить простым содержанием (когда парциальные контактные разности потенциалов на некоторых участках могут быть сведены к разностям химических потенциалов).

Сказанное означает, что вопрос о формировании ЭДС требует более тщательного исследования. Это тем более актуально для среды, в которой имеется много типов носителей заряда, особенно если распределения этих носителей по энергиям сильно неравновесны и среда пространственно неоднородна. Такие ситуации очень характерны для полупроводниковых структур, в которых электроны и дырки легко возбуждаются в результате внешних воздействий (например, разогреваются электрическим полем), и появление каких-либо неожиданных (и поэтому никем не учитываемых) ЭДС в этих случаях может иметь немаловажное значение. Так, при изучении явлений переноса горячих

электронов в микроструктурах электрическое поле, как правило, считают заданным [9], но в действительности здесь могут возникать ЭДС, изменяющие пространственное распределение поля, поэтому последнее нужно определять самосогласованно, учитывая возможные ЭДС.

Разработке общей системы представлений о процессе формирования ЭДС в произвольных проводящих структурах с различными неравновесными носителями заряда, позволяющей корректно вычислять ЭДС самого разного происхождения в разнообразных ситуациях, а также исследованию вопроса о выводе возникающей ЭДС во внешнюю электрическую цепь и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим замкнутый контур, образованный проводящим материалом единичного поперечного сечения. Пусть электрический ток в этом контуре создается носителями заряда N сортов, каждый из которых характеризуется своим квазиуровнем Ферми F_k , температурой T_k , электропроводностью σ_k и коэффициентом термоэдс α_k ($k=1, 2, \dots, N$). Парциальные токи носителей заряда в указанной электрической цепи описываются выражением [3]

$$j_k = -\sigma_k \left(\frac{d}{dx} \bar{\varphi}_k + \alpha_k \frac{d}{dx} T_k \right), \quad (1)$$

где d/dx — производная по координате вдоль контура, $\bar{\varphi}_k = F_k/e_k = \varphi + \mu_k/e_k$ — электрохимический потенциал носителей k -го сорта (мы рассматриваем здесь только потенциальные электрические поля $\mathcal{E} = -\nabla\varphi$), μ_k — химический потенциал соответствующей подсистемы. Полный ток j равняется сумме токов j_k . В стационарном режиме полный ток в силу уравнения непрерывности остается постоянным вдоль всей цепи. При этом ЭДС в замкнутом контуре естественно определить равенством $E = jR$, где $R = \oint dx/\sigma$ — полное электрическое со-

противление контура, $\sigma = \sum_{k=1}^N \sigma_k$. Тогда соотношение $E = jR$ будет выражать закон Ома для замкнутой цепи. С учетом (1) данное соотношение приводит к следующему общему выражению для ЭДС:

$$E = - \oint \sum_{k=1}^N \frac{\sigma_k}{\sigma} \left(\frac{d}{dx} \bar{\varphi}_k + \alpha_k \frac{d}{dx} T_k \right) dx, \quad (2)$$

где интеграл берется вдоль проводящего контура.

Формула (2) и описывает в самом общем случае ¹ возникновение ЭДС в замкнутом электрическом контуре за счет наличия в нем термодинамически неравновесных носителей заряда. Очевидно, что ЭДС возникает тогда, когда подынтегральное выражение не является полным дифференциалом [2, 10]. Конкретные же условия, при выполнении которых это имеет место, зависят от природы проводящего контура и характера неравновесности носителей.

Для контура с монополярной проводимостью ($N=1$), находящегося в неоднородном температурном поле $T=T(x)$, такие условия детально описаны в [10]. Здесь мы исследуем другие возможные ситуации.

Рассмотрим вначале возникновение ЭДС в отсутствие термоэффектов. Из (2) следует, что при $T_k = \text{const}$ в среде с носителями одного сорта $E=0$. Это значит, что каким бы ни был (однородным или неоднородным) контур с монополярной проводимостью и как бы неоднородно не генерировались неравновесные носители (данного сорта), при $T_k = \text{const}$ ($k=1$) ЭДС не возникает (ср. с [2, 10]). Подчеркнем, что указанный вывод существенно связан с предположением о том, что симметричная часть функции распределения носителей тока является фермиевской, вследствие чего имеет место соотношение (1)

Иначе обстоит дело в контуре с носителями заряда нескольких сортов. Так, в контуре с носителями двух сортов (чаще всего разного знака) при $T_k = \text{const}$ ($k=1, 2$)

$$E = \oint \frac{\sigma_1}{\sigma} \frac{d}{dx} (\bar{\varphi}_2 - \bar{\varphi}_1) dx = \oint \frac{\sigma_2}{\sigma} \frac{d}{dx} (\bar{\varphi}_1 - \bar{\varphi}_2) dx \quad (3)$$

¹ Естественно, в рамках возможности введения T_k и F_k (подробнее см. далее).

или без электрического потенциала φ

$$E = \oint \frac{\sigma_1}{\sigma} \frac{d}{dx} \left(\frac{n_2}{e_2} - \frac{n_1}{e_1} \right) dx = \oint \frac{\sigma_2}{\sigma} \frac{d}{dx} \left(\frac{n_1}{e_1} - \frac{n_2}{e_2} \right) dx. \quad (4)$$

В этом случае (при постоянной температуре носителей) ЭДС возникает тогда, когда, во-первых, $\psi = (n_2/e_2 - n_1/e_1) \neq \text{const}$ [для невырожденного полупроводника, например, это значит, что концентрации неравновесных носителей δn_1 и δn_2 не связаны соотношением

$$\delta n_2(x) = [C - \delta n_1(x) n_i^2(x) / n_{01}(x)] [n_{01}(x) + \delta n_1(x)], \quad (5)$$

где $n_i(x)$ — собственная равновесная концентрация, $n_{01}(x)$ — равновесная концентрация носителей первого сорта, C — произвольная константа] и, во-вторых, $\sigma_1(x)/\sigma_2(x) \neq \text{const}$ (среда неоднородна), причем σ_1/σ_2 изменяются вдоль контура так, что подинтегральное выражение не является полным дифференциалом.

Очевидно, что полученные условия появления ЭДС [соответствующие неравновесность и неоднородность среды, а также ее биполярность ($N=2$)], являются, в частности, теми известными условиями, которые необходимы для генерации фотоэдс в фотоэлектрических преобразователях (ср. с [2]). Выполнение этих же условий (или аналогичных им при $N > 2$) обеспечивает также работу гальванических («химических») источников тока. Если в контуре с таким источником величина ψ изменяется от ψ_{\min} до ψ_{\max} и от ψ_{\max} до ψ_{\min} соответственно на участках a и b , на которых $\sigma^a \simeq \sigma_1^a$ — электропроводность электронов, $\sigma^b \simeq \sigma_2^b$ — электропроводность ионов, то ЭДС будет равна максимально возможной величине $E \simeq \psi_{\max} - \psi_{\min}$.

Менее очевидным по сравнению с этим результатом представляется следующий из (3) вывод о возможности возникновения ЭДС в монополярном полупроводнике с несколькими сортами носителей тока одного и того же знака (при $T_k = \text{const}$). Действительно, представим себе, например, дырочный полупроводник с двумя дырочными подзонами (легкими и тяжелыми дырками), отношение подвижностей в которых зависит от координаты. Если в некоторой области создать неравновесные дырки в одной из подзон, то из-за диффузии этих дырок возникнут объемный заряд и связанное с ним электрическое поле. Последнее приведет к появлению встречного дрейфового тока как легких, так и тяжелых дырок, который при разомкнутой цепи полностью компенсирует диффузионный. Указанные процессы будут происходить по обе стороны области избыточной концентрации дырок. Если отношение подвижностей легких и тяжелых дырок по обе стороны этой области различаются, то электрические поля тоже будут различными. Таким образом, в разомкнутой цепи возникнет ЭДС, пропорциональная разности указанных полей [в полном соответствии с (3)], а при замыкании цепи потечет электрический ток. Описанную модельную ситуацию можно реализовать экспериментально в варизонном полупроводнике с зависящим от координаты отношением эффективных масс легких и тяжелых дырок (например, в $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$) в условиях неоднородной примесной генерации неравновесных дырок.

В связи с рассмотренным выше механизмом возникновения ЭДС отметим, что последняя может появиться даже в монополярном полупроводнике с одним сортом носителей тока ($k=1$) и с не зависящей от координат средней энергией носителей. Действительно, сделанный ранее вывод о невозможности возникновения такой ЭДС базировался на предположении о том, что имеет место соотношение Эйнштейна $u_k = e_k D_k / T_k$, где u_k и D_k — подвижность и коэффициент диффузии носителей. Если соотношения Эйнштейна нет (это возможно, если симметричная часть неравновесной функции распределения носителей не является фермиевской [11]), то отношение u_k/D_k у левого и правого краев области генерации неравновесных носителей может быть разным при одной и той же средней энергии носителей. В таком случае, как и при наличии двух типов дырок, слева и справа от области генерации возникнут разные электрические поля и тем самым, как показано в [7], вопреки общепринятым представ-

лениям в монополярной среде с постоянной средней энергией носителей по-
явится ЭДС, вызванная генерацией основных неравновесных носителей тока.

Отметим, что нарушение соотношения Эйнштейна в однородном монополяр-
ном контуре может произойти и за счет резкого перепада средней энергии но-
сителей на некотором участке контура при специальном расположении нагре-
вателей и холодильников. Это тоже приведет к появлению ЭДС, формирую-
щейся по рассмотренному выше механизму. При этом свой вклад в ЭДС даст
и изменение коэффициента α , различное на участках возрастания и убывания
средней энергии носителей в таком контуре. Эти два фактора в совокупности
и являются действительной причиной возникновения ЭДС Бенедикса [1]
в монополярном полупроводнике.

Перейдем теперь к изучению возможностей появления ЭДС при наличии
термоэффектов, вернувшись к температурному приближению. Обратим вни-
мание на то, что температура носителей в отличие от электрохимического по-
тенциала ϕ_k играет в выражениях (1) и (2) двоякую роль, поскольку она вхо-
дит в эти выражения и через $\phi_k = \bar{\phi}_k(T_k)$, и непосредственно в виде слагаемого
 $\alpha_k(dT_k/dx)$ [12]. Это приводит к появлению ЭДС уже в монополярной среде,
когда именно второе слагаемое является причиной этого [10]. В средах же
с несколькими сортами носителей возможностями для появления различных ви-
дов термоэдс больше, поскольку в них ЭДС может создаваться не только за
счет градиентов T_k , входящих в (1), (2) в явном виде, но и за счет градиентов
 $\bar{\phi}_k$, возникающих в силу зависимости $\bar{\phi}_k$ от T_k .

Одним из таких необычных термоэлектрических эффектов является, на-
пример, возникновение термоэдс и термотока в неоднородном контуре в усло-
виях пространственно однородного разогрева носителей тока вдоль всего кон-
тура ($T_k = \text{const} \neq T_0$, где T_0 — постоянная температура фононов).

Для описания этого эффекта воспользуемся формулой (4). Учитывая то,
что значения химических потенциалов электронов и дырок μ_n и μ_p (отсчитывае-
мые от постоянного общего уровня вверх и вниз соответственно) зависят от
температур T_n и T_p , для ЭДС при разогреве носителей получим

$$E = \frac{1}{e_p} \oint \frac{\sigma_n}{\sigma} \frac{d}{dx} (\delta \xi_p + \delta \xi_n) dx = \frac{e}{e_n} \oint \frac{\sigma_p}{\sigma} \frac{d}{dx} (\delta \xi_p + \delta \xi_n) dx, \quad (6)$$

где $\delta \xi_k = \xi_k - \xi_{k0} = (T_k/T_0 - 1) \xi_{k0} + T_k [\ln(n_k/n_{k0}) - 3/2 \ln(T_k/T_0)]$, $\xi_k =$
 $= \xi_k(T_k, n_k) = T_k \ln[n_k/N_k(T_k)]$, $\xi_{k0} = \xi_k(T_0, n_{k0})$, n_{k0} и n_k — равновесная и
неравновесная концентрации носителей, $N_k(T_k)$ — эффективная плотность
состояний в соответствующей зоне (полупроводник считается невырожденным).
Если концентрации как основных, так и неосновных носителей при разогреве
не изменяются, то из (6) для ЭДС следует выражение

$$E = -\frac{\theta_p}{e_p} \oint \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \left[\frac{dE_g}{dx} + \left(1 - \frac{\theta_n}{\theta_p}\right) \frac{d\xi_{n0}}{dx} \right] dx, \quad (7)$$

где $\theta_k = (T_k - T_0)/T_0$, E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника. Из (7)
видно, что в замкнутом контуре с неоднородным легированием и тем более
с переменной шириной запрещенной зоны действительно может возникать
ЭДС даже в условиях однородного вдоль всего контура разогрева носителей.
Если $T_n = T_p \neq T_0$, то это возможно лишь в варизонном контуре [разумеется,
при соответствующем неоднородном легировании, чтобы непременно изменялась
величина $\sigma_n/(\sigma_n + \sigma_p)$]. Если же $E_g = \text{const}$, то для появления ЭДС необходимы
разный разогрев электронов и дырок ($T_n \neq T_p$; в частности, $T_n \neq T_p = T_0$) и со-
ответствующая координатная зависимость подвижности носителей [коорди-
натной зависимости одной лишь концентрации недостаточно, так как тогда
величина $\sigma_n/(\sigma_n + \sigma_p) d\xi_{n0}$ будет полным дифференциалом].

Несмотря на весьма специальный характер рассмотренной выше ситуации,
возможность появления подобной термоэдс имеет принципиальное значение,
поскольку условия для возникновения таких аномальных ЭДС могут реали-
зоваться если и не во всем контуре, то по крайней мере на отдельных его уча-

стках. Так, рассмотренная термоэдс по своей природе тесно связана с известной термоэдс горячих носителей на $p-n$ -переходе [13].

В самом деле, если учесть непрерывность квазиуровней Ферми электронов и дырок на $p-n$ -переходе, то для ЭДС, возникающей при однородном разогреве носителей в окрестности симметричного перехода в случае разомкнутой цепи и совпадения температур T_n и T_p , из формулы (6) следует выражение

$$E_{pn} = (\xi_p^{(n)} - \xi_p^{(p)})/e_p, \quad (8)$$

которое при $n_k = n_{k_0}$ ($k = n, p$) дает известный результат [13]

$$E_{pn} = U_{pn}(T_{p,n} - T_0)/T_0, \quad (9)$$

где $U_{pn} = [\xi_p^{(n)}(T_0) - \xi_p^{(p)}(T_0)]/e_p$ — равновесная контактная разность потенциалов на переходе (верхние индексы обозначают p - и n -области перехода). Обратим, однако, внимание на то, что существенным условием при получении (9) была неизменность концентраций как основных, так и неосновных носителей тока при разогреве. Между тем реально концентрации тех и других носителей могут изменяться с разогревом, что приведет к отличию величины ЭДС от значения (9). В частности, если генерационно-рекомбинационное равновесие между зонами будет контролироваться прямыми переходами зона-зона, что характерно для достаточно узкозонных полупроводников, то при разогреве носителей концентрации их будут расти так же, как и при нагреве вместе с решеткой. Тогда при $T_n = T_p \neq T_0$ положения квазиуровней Ферми электронов и дырок в запрещенной зоне будут совпадать между собой (как и при $T_n = T_p = T_0$), смещаясь по мере роста величины $(T_{n,p} - T_0)$. Вследствие этого ЭДС E_{pn} , описываемая формулой (8), обратится в нуль. При этом если температура носителей на внешних контактах совпадает с T_0 , то будет иметь место обычная объемная термоэдс E_T , которая возникает и при нагреве носителей вместе с фонами. Последняя термоэдс много меньше величины E_{pn} в формуле (9) и имеет противоположный знак.

Вернемся к общему случаю замкнутой цепи, в которой генерируется ЭДС произвольной физической природы. Обратим внимание на то обстоятельство, что разделить такую электрическую цепь на участок с ЭДС и участок внешней нагрузки можно только тогда, когда в цепи имеется отрезок, на котором $n_k = n_{k_0}$ и $T_k = T_0 = \text{const}$ для всех сортов носителей тока. Именно этот отрезок играет роль внешней нагрузки. Если же такого отрезка нет, то на любом выделенном участке замкнутой цепи нельзя однозначно определить понятия ЭДС, формирующейся на этом участке, и падения напряжения на нем. Например, для биполярного полупроводника при $T_n = T_p = T_0 = \text{const}$ имеет место следующая очевидная система равенств:

$$\begin{aligned} jR &= \int_a^b \sigma^{-1} dx = \int_a^b \left(\frac{\sigma_1}{\sigma} \frac{d\tilde{\varphi}_1}{dx} + \frac{\sigma_2}{\sigma} \frac{d\tilde{\varphi}_2}{dx} \right) dx = - \int_a^b d\tilde{\varphi}_1 + \int_a^b \frac{\sigma_2}{\sigma} \frac{d}{dx} (\tilde{\varphi}_1 - \tilde{\varphi}_2) dx = \\ &= \Delta\tilde{\varphi}_1 + E_1 = - \int_a^b d\tilde{\varphi}_2 + \int_a^b \frac{\sigma_1}{\sigma} \frac{d}{dx} (\tilde{\varphi}_2 - \tilde{\varphi}_1) dx = \Delta\tilde{\varphi}_2 + E_2. \end{aligned} \quad (10)$$

Если под участком цепи понимать весь замкнутый контур ($r = R$), то $E_1 = E_2 = E$ [ср. с (3)]. Из формулы (10) видно, что если в точках a и b нет равновесия носителей ($\tilde{\varphi}_1 \neq \tilde{\varphi}_2$), то, вообще говоря, $\Delta\tilde{\varphi}_1 \neq \Delta\tilde{\varphi}_2$ и соответственно $E_1 \neq E_2$. Если же, несмотря на неравновесность, $\Delta\tilde{\varphi}_1 = \Delta\tilde{\varphi}_2$ и, казалось бы, разделение величин jR на падение напряжения $\Delta\tilde{\varphi}_{ab}$ и ЭДС E_{ab} однозначно, то показания вольтметра, включенного между точками a и b , не будут совпадать с $\Delta\tilde{\varphi}_{ab}$. Последнее связано с тем, что в цепи вольтметра при таком включении будет вырабатываться своя ЭДС, обусловленная неравновесностью. Идеальным же вольтметром необходимо считать устройство, не изменяющее токи в измеряемой цепи (сопротивление вольтметра бесконечно), не влияющее на неравновесность носителей и не вырабатывающее собственной ЭДС. Из всего этого следует, что понятие падения напряжения можно ввести лишь для участков цепи, заключенных между

точками с равновесными носителями тока, и вольтметр нужно подключать именно к этим точкам. При этом падении напряжения следует считать величину $\Delta\tilde{\varphi}_{ab} \equiv \Delta\tilde{\varphi}_1 \equiv \Delta\tilde{\varphi}_2$, которая и будет непосредственно измеряться вольтметром. Подчеркнем, что указанная величина равна перепаду электрохимического потенциала носителей между точками a и b , единому для всех подсистем носителей тока (независимо от того, совпадают ли электрохимические потенциалы разных носителей внутри рассматриваемого участка). Что касается электрического потенциала, то его перепад $\Delta\varphi_{ab}$ отличается от измеряемого вольтметром $\Delta\tilde{\varphi}_{ab}$ на величину $\Delta\mu_{ab}$, не равную нулю в неоднородной цепи.

Из сказанного выше следует, что в случае монополярного полупроводника с фермиевской симметричной частью функции распределения, когда ЭДС связана только с неоднородностью температуры, падение напряжения, строго говоря, следует определять между точками с одинаковой температурой. Понятно, что при равной нулю собственной термоэдс вольтметра последний между любыми точками будет показывать величину $\Delta\tilde{\varphi}_{ab}$, которую и в этой, более общей ситуации естественно называть падением напряжения. Отметим, что при традиционном подходе к определению термоэдс оперируют именно величиной $\Delta\tilde{\varphi}$, а не $\Delta\varphi$. Связывают это с тем, что величина $\Delta\varphi$ на контактах претерпевает разрыв, в то время как $\Delta\tilde{\varphi}$ непрерывна [3]. Однако на самом деле $\Delta\tilde{\varphi}$ тоже может претерпевать разрыв (так будет, если проводимость самого контакта конечна). В этом случае со скачками $\Delta\tilde{\varphi}$ могут быть связаны свои ЭДС, влияющие на показания прибора (как это наблюдается в $p-n$ -переходе с горячими носителями, если под контактом понимать всю окрестность $p-n$ -перехода, где есть разогрев). Следовательно, в соответствии с выводами данной работы для определения ЭДС необходимо найти $\Delta\tilde{\varphi}$ на концах участка, включающего в себя все разрывы электрохимических потенциалов носителей тока каждого сорта.

Все сказанное справедливо не только для конечных, но и для бесконечно малых отрезков цепи. Поэтому если к некоторому участку приложено внешнее напряжение, а внутри участка существует неравновесность носителей, способная создавать ЭДС (неравновесность, в частности, может быть вызвана самим приложенным напряжением), то электрическое поле во внутренних точках этого участка нельзя однозначно разложить на чисто «внешнее» поле и поле «внутреннее» («неравновесное встроенное»), которое связано с возникающей ЭДС. Аналогично изменение хода электрического потенциала внутри среды при появлении в ней неравновесности, создающей ЭДС, нельзя интерпретировать как саму ЭДС (ср. с [4]), хотя за пределами среды ЭДС является определенной и непосредственно измеримой величиной.

Таким образом, проведенный в настоящей работе анализ процесса формирования ЭДС дает ясную физическую картину возможных механизмов и условий появления ЭДС любой природы в произвольных электрических цепях с неравновесными носителями тока и определяет конкретную схему вычисления этих ЭДС.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Тауц Я. Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1962. 253 с.
- [2] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
- [3] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.
- [4] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1235—1242.
- [5] Ефанов А. В., Звягин М. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 20—24.
- [6] Альперович В. Л., Мощенко С. П., Паулиц А. Г., Терехов А. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 2. С. 324—327.
- [7] Gurevich Yu. G., Yurchenko V. V. // Sol. St. Commun. 1989. V. 72. N 10. P. 1057—1058.
- [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 624 с.
- [9] Kim K., Hess K. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 5. P. 877—885.
- [10] Аватчук Л. И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник. Киев, 1979. 766 с.
- [11] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г., Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М., 1972. 414 с.
- [12] Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1327—1330.
- [13] Вейнгер А. И., Парицкий Л. Г., Аюпян Э. А., Дадамирзаев Г. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 2. С. 216—224.