ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНАЯ В ПРОСТРАНСТВЕ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ СУБМИКРОННОМ СЛОЕ

Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов, О. Ю. Титов

Институт радиофизики и электроники Академии наук Украины, 310085, Харьков, Украина
(Получена 26 октября 1992 г. Принята к печати 1 февраля 1993 г.)

Найдена и проанализирована симметричная часть функции распределения электронов в полупроводниковом субмикронном слое, помещенном между нагревателем и холодильником. Показано, что в общем случае она является нефермиевской (немаксвелловской). Предложен новый механизм формирования немаксвелловского вида симметричной части функции распределения носителей тока, обусловленный различной зависимостью времени релаксации импульса в объеме полупроводника и его поверхностном слое.

В последние годы все чаще возникают задачи, при исследовании которых приходится сталкиваться с явлениями переноса в условиях, когда поток носителей тока движется вдоль неоднородности симметричной части функции распределения, вызванной неравновесностью носителей (внешнее воздействие).

В случае, когда симметричная часть неравновесной функции распределения носителей тока является фермиевской (максвелловской), проблема решается достаточно просто (см., например, [1—6]), благодаря использованию эффективных граничных условий [7].

Между тем зачастую приходится иметь дело с ситуациями, когда по разным причинам симметричная часть неравновесной функции распределения не является фермиевской [8—10]. В этом случае, если в качестве внешнего воздействия выступает внешняя разность потенциалов, физические явления, как правило, не чувствительны к конкретному виду симметричной части функции распределения [11] (редкие исключения [12, 13] являются лишь подтверждением общих правил). Иначе обстоит дело в случае, если поток электронов вызван наличием холодильника и нагревателя. Напомним, что в температурном приближении (симметричная часть функции распределения максвелловская) роль внешней силы играет градиент температуры. При этом из нее должна быть выделена часть, обусловленная градиентом химического потенциала μ [14, 15], т. е. термодиффузионный поток необходимо разделить на поток, вызванный встроенным термополем ($\sim\nabla\mu$) и компенсируемый дрейфовым потоком ($\sim\nabla\varphi$, где φ — электрический потенциал), и на термодиффузионный поток, выходящий во внешнюю цепь и формирующий термоток.

Если же симметричная часть функции распределения не фермиевская (не максвелловская), то, поскольку в этом случае отсутствуют понятия градиентов температуры и химического потенциала (как, впрочем, и понятия температуры и химического потенциала вообще), возникает проблема разделения термодиффузионного потока. В связи с этим в отсутствие температуры и химического потенциала необходимо заново сформулировать задачу о вычислении термотока и термоэдс.

Как было показано в [15], корректное вычисление ЭДС любой природы требует рассмотрения замкнутой цепи, т. е. изучения физических явлений, приводящих к возникновению ЭДС при наличии транспортного тока.

Решению сформулированной выше проблемы будет посвящена отдельная работа. Целью же настоящей статьи является доказательство утверждения о том, что в полупроводниковом слое, толщина которого меньше характерной длины релаксации энергии (что отвечает субмикронным толщинам), помещенном между нагревателем и холодильником и замкнутом на внешнее сопротивление, как правило, формируется функция распределения носителей, симметричная часть которой не является фермиевской (максвелловской). При этом, как будет показано далее, имеется принципиально новый механизм формирования симметричной части функции распределения, связанный исключительно с замкнутостью цепи. Этот механизм и формирует функцию $f_0(\varepsilon, \mathbf{r})$, существенно отличающуюся от фермиевской. Таким образом, одна из задач настоящей работы — указать ситуацию, для которой актуальна сформулированная выше проблема. Такая ситуация реализуется в субмикронном термоэлементе, включенном во внешнюю цепь.

Как было показано в [10, 13], в субмикронном слое объемной релаксацией энергии можно пренебречь. Тогда эффективность межэлектронных столкновений определяется соотношением двух частот — частотой межэлектронных столкновений и поверхностной частотой релаксации энергии. Поскольку последняя значительно превышает в субмикронных слоях энергетическую частоту релаксации [16], межэлектронные столкновения, как правило, неэффективны.[1] Поэтому в объеме исчезает «перемешивание» потоков электронов с фиксированной энергией (парциальных токов), в силу чего макроскопические характеристики должны существенно зависеть от конкретного вида симметричной части функции распределения. Это означает, что в такой замкнутой термоэлектрической цепи симметричная часть функции распределения электронов принципиально не может быть аппроксимирована максвелловской функцией с некоторой эффективной температурой (что зачастую делается в массивных образцах [18]).

Рассмотрим проводящий полупроводниковый слой субмикронной толщины $2a$; поверхность $x=-a$ граничит с нагревателем при температуре T_1, а поверхность $x=a$ — с холодильником при температуре T_2. Вдоль оси x может протекать термоток (замкнутые контакты). Ограничившись для простоты случаем $T_1-T_2 \ll T_1, T_2$, в первом приближении по $\alpha=(T_1-T_2)/T$ $(T=(T_1+T_2)/2)$ для функции распределения будем иметь систему уравнений

$$\frac{p}{3m}\frac{\partial f_1(\varepsilon, x)}{\partial x}=0,$$

$$\frac{1}{\tau(\varepsilon, x)} f_1(\varepsilon, x)=-\frac{p}{m}\left[\frac{\partial f_0(\varepsilon, x)}{\partial x}+eE(x)\frac{\partial f_0(\varepsilon, x)}{\partial \varepsilon}\right]. \tag{1}$$

Здесь e, m, p — заряд, масса и импульс электрона; $\tau(\varepsilon, x)$ — время релаксации импульса; $E(x)$ — напряженность электрического поля; ε, x — энергия и координата носителей тока.

При получении (1) мы считали, что электронный газ невырожденный, столкновения электронов с рассеивающими центрами квазиупругие и объемные интегралы столкновений, отвечающие релаксации энергии в субмикронном слое, несущественны. Тогда функция распределения электронов $f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ может быть представлена в виде

$$f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)=f_0(\varepsilon, \mathbf{r})+\mathbf{f}_1(\varepsilon, \mathbf{r})\frac{\mathbf{p}}{p}, \tag{2}$$

---

[1] При очень высоких концентрациях электронов, когда межэлектронные столкновения существенны и в субмикронных слоях, теория термоэлектричества построена в [17].

где $f_0(\varepsilon, \mathbf{r})$ и $\mathbf{f}_1(\varepsilon, \mathbf{r})\,\dfrac{\mathbf{p}}{p}$ — симметричная и анизотропная части функции распределения, причем $|\mathbf{f}_1| \ll f_0$.

Как легко показать, фигурирующее в (1) поле $E(x)$ при $\alpha \ll 1$ от x не зависит. Тогда система (1) в линейном по α приближении сводится к

$$\frac{\partial^2 f_0(\varepsilon, x)}{\partial x^2} = 0. \tag{3}$$

Функцию распределения $f_0(\varepsilon, x)$ естественно искать в этом случае в виде

$$f_0(\varepsilon, x) = \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{T}\right)\,[1 + \Psi(\varepsilon, x)\,\alpha], \tag{4}$$

где μ — химический потенциал электронов при температуре T. Тогда условие нормировки дает

$$\int_0^\infty d\varepsilon g(\varepsilon)\,\Psi(\varepsilon, x)\exp\left(-\frac{\varepsilon}{T}\right) = 0. \tag{5}$$

Подставляя (4) в (3), для $\Psi(\varepsilon, x)$ имеем

$$\Psi(\varepsilon, x) = C_1(\varepsilon)\,(x + C_2(\varepsilon)). \tag{6}$$

Функции $C_1(\varepsilon)$ и $C_2(\varepsilon)$ определяются граничными условиями на плоскостях $x = \pm a$.

Перейдем к их формулировке. Как обычно (см. [7]), введем между полупроводником и термостатом (например, на плоскости $x = a$) переходный слой толщиной 2δ, считая, что в точках $x = a \pm \delta$ функция $f_0(\varepsilon, x)$ непрерывна.

Наличие поверхностных механизмов релаксации энергии, о которых шла речь выше, соответствует тому, что в первом из уравнений (1), описывающих функцию распределения в переходном слое, имеются интегралы столкновений, отвечающие передаче энергии от электронов из данного парциального потока термостату с температурой T_2. Отсутствие подобных интегралов столкновений в субмикронном слое и их наличие в переходном слое не должно вызывать удивления, так как только особенность в поведении последних (при $\delta \to 0$) и может приводить к отличной от нуля скорости поверхностной релаксации энергии. Ясно, что учет этих интегралов столкновений соответствует «перемешиванию» парциальных потоков, что способствует формированию в полупроводнике вблизи поверхности $x = a - \delta$ максвелловского распределения для $f_0(\varepsilon, x)$. Кроме описанного выше механизма взаимодействия электронов с термостатом при протекании тока, существует еще один механизм обмена энергией между электронным газом слоя и термостатом (осуществляемый самим током). Учитывая, что нас интересует ситуация, при которой $f_0(\varepsilon, x)$ максимально далека от максвелловской, будем считать, что для переходного слоя (как и субмикронного) в первом уравнении (1) отсутствуют интегралы столкновений.[2] Важно подчеркнуть, что механизм передачи энергии, связанный с протеканием тока, работает и тогда, когда интегральный ток $j = 0$. Действительно, из равенства $j = 0$ не следует, что парциальный ток $j(\varepsilon, x)$ равен нулю, поэтому парциальные токи осуществляют обмен энергией между электронным газом слоя и термостатом даже при разомкнутой цепи.

При сделанных выше допущениях из (1) следует, что

$$j(\varepsilon, x = a - \delta) = j(\varepsilon, x = a + \delta), \tag{7}$$

[2] Рассмотренная далее ситуация отвечает в [7] $\xi = \eta_{ext} = \eta_{int} = 0$. Одна из возможных реализаций приведенных равенств обсуждается в [19]. Учет конечности ξ, η_{ext}, η_{int} не вызывает затруднений.

где парциальный ток $j(\varepsilon, x)$ дается выражением [7]

$$j(\varepsilon, x) = -\frac{2e}{3m}\varepsilon g(\varepsilon)\tau(\varepsilon)\left(\frac{\partial f_0}{\partial x} + eE\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right). \tag{8}$$

Здесь $g(\varepsilon)$ — плотность электронных состояний. Заметим, что полная плотность тока j определяется через $j(\varepsilon, x)$ следующим образом:

$$j = \int_0^\infty d\varepsilon j(\varepsilon, x). \tag{9}$$

Подставляя в $j(\varepsilon, x = a + \delta)$ параметры переходного слоя, заменяя производную $\partial f_{0s}/\partial x$ (f_{0s} — симметричная часть функции распределения в переходном слое) на $[f_0(\varepsilon, x = a + \delta) - f_0(\varepsilon, x = a - \delta)]/\delta$ и устремляя δ к нулю, из (7) находим (подробнее аналогичная процедура описана в [7])

$$j(\varepsilon, x = a) = \frac{\sigma_s(\varepsilon)}{\sigma_s} j - \xi_s(\varepsilon)\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu(T)}{T}\right)\left[\exp\left(\frac{\mu(T_2) - \varepsilon}{T_2}\right) - \right.$$
$$\left. - f_0(\varepsilon, x = a)\right] + \frac{\sigma_s(\varepsilon)}{\sigma_s}\int_0^\infty d\varepsilon \xi_s(\varepsilon)\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu(T)}{T}\right) \times$$
$$\times \left[\exp\left(\frac{\mu(T_2) - \varepsilon}{T_2}\right) - f_0(\varepsilon, x = a)\right]. \tag{10}$$

Здесь

$$\sigma_s(\varepsilon) = \lim_{\delta \to 0}\frac{2e^2\varepsilon g_s(\varepsilon)\tau_s(\varepsilon)\exp\left(\frac{\mu(T) - \varepsilon}{T}\right)}{3mT}, \tag{11}$$

$$\xi_s(\varepsilon) = \lim_{\delta \to 0}\frac{2e g_s(\varepsilon)\tau_s(\varepsilon)\exp\left(\frac{\mu(T) - \varepsilon}{T}\right)}{3m\delta}, \tag{12}$$

$$\sigma_s = \int_0^\infty d\varepsilon \sigma_s(\varepsilon) \tag{13}$$

— параметры переходного слоя; $g_s(\varepsilon)$, $\tau_s(\varepsilon)$ — плотность электронных состояний и время релаксации в переходном слое.

Подставляя в (10) (и в аналогичное ему соотношение при $x = -d$) $f_0(\varepsilon, x)$ в виде (4) и (6), в линейном по α приближении находим

$$\frac{\sigma(\varepsilon)}{\sigma} j_0 - \xi(\varepsilon) C_1(\varepsilon) + \frac{\sigma(\varepsilon)}{\sigma}\int_0^\infty d\varepsilon \xi(\varepsilon) C_1(\varepsilon) = \frac{\sigma_s(\varepsilon)}{\sigma_s} j_0 -$$
$$- \xi_s(\varepsilon)\left[-C_1(\varepsilon) a \pm C_2(\varepsilon) + \frac{3}{4} - \frac{\varepsilon}{2T}\right] + \frac{\sigma_s(\varepsilon)}{\sigma_s}\int_0^\infty d\varepsilon \xi_s(\varepsilon) \times$$
$$\times \left[-C_1(\varepsilon) a \pm C_2(\varepsilon) + \frac{3}{4} - \frac{\varepsilon}{2T}\right], \tag{14}$$

где

$$\sigma(\varepsilon) = \frac{2e^2\varepsilon g(\varepsilon)\,\tau(\varepsilon)\exp\left(\frac{\mu(T)-\varepsilon}{T}\right)}{3mT}, \tag{15}$$

$$\xi(\varepsilon) = \frac{2e\varepsilon g(\varepsilon)\,\tau(\varepsilon)\exp\left(\frac{\mu(T)-\varepsilon}{T}\right)}{3m}, \tag{16}$$

$$\sigma = \int_0^\infty d\varepsilon\sigma(\varepsilon), \quad j_0 = \frac{j}{\alpha}.$$

В дальнейшем для упрощения будем считать, что функции $\sigma_s(\varepsilon)$ и $\xi_s(\varepsilon)$ различаются постоянным множителем [аналогично тому, как это имеет место для функций $\sigma(\varepsilon)$ и $\xi(\varepsilon)$]. Тогда из уравнения (14) легко определить $C_1(\varepsilon)$ и $C_2(\varepsilon)$:

$$C_2(\varepsilon) = C_2^{(0)} = \text{const}, \tag{17}$$

$$C_1(\varepsilon) = \frac{\xi_s(\varepsilon)}{\xi(\varepsilon)+a\xi_s(\varepsilon)}\left(\frac{3}{4}-\frac{\varepsilon}{2T}\right) + C_1^{(0)}\frac{\sigma(\varepsilon)}{\xi(\varepsilon)+a\xi_s(\varepsilon)} + C_1^{(1)}\frac{\sigma_s(\varepsilon)}{\xi(\varepsilon)+a\xi_s(\varepsilon)} + \frac{\sigma_s\sigma(\varepsilon)-\sigma\sigma_s(\varepsilon)}{\sigma\sigma_s\,[\xi(\varepsilon)+a\xi_s(\varepsilon)]}\,j_0, \tag{18}$$

где

$$C_1^{(0)} = \frac{1}{\sigma}\int_0^\infty d\varepsilon\xi(\varepsilon)\,C_1(\varepsilon),$$

$$C_1^{(1)} = \frac{1}{\sigma_s}\left[\int_0^\infty d\varepsilon a\xi_s(\varepsilon)\,C_1(\varepsilon) + \frac{1}{2T}\int_0^\infty d\varepsilon\xi_s(\varepsilon) - \frac{3}{4}\int_0^\infty d\varepsilon\xi_s(\varepsilon)\right]. \tag{19}$$

Учитывая, что $C_2^{(0)}$ от энергии не зависит, из (5) следует, что $C_2^{(0)} = 0$.

Константы $C_1^{(0)}$ и $C_1^{(1)}$ легко находятся из (19) после подстановки $C_1(\varepsilon)$.

Учитывая, что в температурном приближении $f_0(\varepsilon, x) = \exp[(\mu(T(x))-\varepsilon)/\times$ $\times\, T(x)]$, а

$$T(x) = T - \alpha\frac{T}{2a}x. \tag{20}$$

В случае $\alpha \ll 1$ для $C_1(\varepsilon)$ имеем

$$C_1(\varepsilon) = \frac{3}{4a} - \frac{\varepsilon}{2aT}. \tag{21}$$

Тогда понятно, что первое слагаемое в (18) отвечает влиянию на функцию распределения холодильника и нагревателя, когда связь последних с электронным газом субмикронного слоя обеспечивается за счет части парциальных токов, вызванной встроенным термополем и термодиффузией. Второе и третье слагаемые обусловлены дрейфовыми составляющими парциального термотока в полупроводнике и переходном слое (ср. с [14]). Наконец, последнее слагаемое обусловлено специфическим механизмом формирования функции распределения, к обсуждению которого мы и переходим.

Рассмотрим для простоты контакт двух электронных полупроводников с равной нулю контактной разностью потенциалов, одинаковой концентрацией электронов, но различной зависимостью времен релаксации от энергии.[3] В пренебрежении межэлектронными столкновениями и столкновениями с рассеивающими центрами с передачей энергии для парциального тока при наличии внешней разности потенциалов, вызывающей ток плотности j, имеем

$$\operatorname{div} \mathbf{j}(\varepsilon, x) = 0. \tag{22}$$

Из (22) с учетом (8) и (15) получаем

$$\sigma_1(\varepsilon) E_1 = \sigma_2(\varepsilon) E_2, \tag{23}$$

где индекс 1 относится к левому полупроводнику, а 2 — к правому. Фигурирующие в (23) электрические поля E_1 и E_2 легко выражаются через полную плотность тока, протекающего через контакт,

$$E_{1,2} = j/\sigma_{1,2}. \tag{24}$$

С учетом (24) равенство (23) перепишется так:

$$\frac{\sigma_1(\varepsilon)}{\sigma_1} - \frac{\sigma_2(\varepsilon)}{\sigma_2} = 0. \tag{25}$$

Последнее равенство при различной зависимости τ_1 и τ_2 от ε может иметь место только для функции распределения в обоих полупроводниках, отличной от функции распредения Максвелла.

Понятно, что аналогичная ситуация возникает и в отсутствие контакта, если τ будет зависеть не только от энергии, но и от координат [конечно, если $\tau(\varepsilon, x) \neq F_1(\varepsilon) F_2(x)$], и, следовательно, координатная зависимость времени релаксации формирует энергетическую зависимость функции распределения.

Таким образом, если время релаксации в субмикронном слое по-разному зависит от энергии в разных точках в направлении протекания тока, то возникает новый механизм, формирующий существенно немаксвелловскую функцию распределения.

Возвращаясь к последнему слагаемому выражения (18), можно сказать, что оно описывает именно рассмотренный выше механизм, причем зависимость времени релаксации от координат связана с различным видом $\tau(\varepsilon)$ в субмикронном слое $[\sigma(\varepsilon)]$ и в контакте $[\sigma_s(\varepsilon)]$.

Если для всех ε имеет место неравенство $a\xi_s(\varepsilon) \ll \xi(\varepsilon)$, то из (18) следует, что

$$C_1(\varepsilon) = C_1^{(0)} \frac{e}{T} + \frac{\sigma_s \sigma(\varepsilon) - \sigma\sigma_s(\varepsilon)}{\sigma\sigma_s \xi(\varepsilon)} j_0. \tag{26}$$

При этом из закона Кирхгофа имеем, что $j_0 = 0$, а из системы (19) вытекает, что $C_1(\varepsilon) = 0$. Поэтому $\Psi(\varepsilon, x) = 0$.

Таким образом, при $a\xi_s(\varepsilon) \ll \xi(\varepsilon)$ симметричная часть функции распределения электронов субмикронного слоя оказывается максвелловской с температурой, равной T. Поэтому подобную ситуацию естественно назвать адиабатической.

Если же для всех ε $a\xi_s(\varepsilon) \gg \xi(\varepsilon)$, то

$$C_1(\varepsilon) = \frac{3}{4a} - \frac{\varepsilon}{2aT} + C_1^{(1)} \frac{\sigma_s(\varepsilon)}{a\xi_s(\varepsilon)} + \frac{\sigma_s\sigma(\varepsilon) - \sigma\sigma_s(\varepsilon)}{a\sigma\sigma_s\xi_s(\varepsilon)} j_0. \tag{27}$$

---

[3] Подобная ситуация может быть реализована, например, если в один из полупроводников добавить большое количество нейтральных примесей.

Так как ситуация $a\xi_s(\varepsilon) \ll \xi(\varepsilon)$ свелась к адиабатической (теплоизоляция слоя от нагревателя и холодильника), ситуацию $a\xi_s(\varepsilon) \gg \xi(\varepsilon)$ естественно назвать изотермической (идеальная тепловая связь электронов субмикронного слоя с нагревателем и холодильником). При этом, однако, как следует из (27), вид симметричной части функции распределения электронов оказывается весьма далеким от максвелловского. Только в том случае, когда величина нагрузочного сопротивления стремится к бесконечности и соответственно ток j стремится к нулю, функция распределения в изотермическом случае превращается в максвелловскую. Действительно, при $j=0$ из соотношения (27) с учетом (19) следует, что $C_1(\varepsilon) = \dfrac{3}{4a} - \dfrac{\varepsilon}{2aT}$ что, как указывалось выше, и соответствует максвелловской функции с температурой, зависящей от координат по закону (20).

Максимальное отличие $f_0(\varepsilon, x)$ от максвелловской функции реализуется, как следует из (18), при $a\xi_s(\varepsilon) \sim \xi(\varepsilon)$, причем энергетические зависимости этих функций должны существенно различаться. Отметим, что, поскольку a является независимым параметром, изменение толщины полупроводникового слоя может приводить к изменению соотношений между $a\xi_s(\varepsilon)$ и $\xi(\varepsilon)$, что в свою очередь видоизменяет симметричную часть функции распределения.

Таким образом, нами показано, что в субмикронном слое, помещенном между нагревателем и холодильником, симметричная часть функции распределения электронов может оказаться существенно немаксвелловской. Поэтому для вычисления термоэдс и термотоков необходимо сформулировать новый подход, не опирающийся на такие понятия, как температура и химический потенциал. Этому вопросу будет посвящено следующее сообщение.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. И. Перелю за существенные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] G. Shah, R. C. Leite. Phys. Rev. Lett., 22, 1304 (1969).
[2] Ю. Г. Гуревич, С. И. Шевченко. ЖЭТФ, 62, 806 (1972).
[3] А. И. Ваксер, Ю. Г. Гуревич. ФТП, 12, 82 (1978).
[4] Р. Балтрамеюнас, Р. Жукаускас, Э. Куоштакс. ЖЭТФ, 83, 1213 (1982).
[5] Ю. Г. Гуревич, В. Б. Юрченко. Bulg. J. Phys., 14, 52 (1987).
[6] Yu. G. Gurevich, G. N. Logvinov. Phys. Rev. (B), B15, 73 (1992).
[7] Ф. Г. Басс, В. С. Бочков, Ю. Г. Гуревич. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М. (1984).
[8] И. Ф. Ицкович, М. В. Москалец, Р. И. Шехтер, И. О. Кулик. ФНТ, 13, 1134 (1987).
[9] Yu. G. Gurevich, V. B. Yurchenko. Sol. St. Commun., 72, 1057 (1989).
[10] Yu. G. Gurevich, G. N. Logvinov. Phys. St. Sol. (B), 170, 247 (1992).
[11] Ф. Г. Басс, Ю. Г. Гуревич. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М. (1975).
[12] И. Б. Левинсон. ФТТ, 7, 77 (1965).
[13] Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов, В. Б. Юрченко. ФТТ, 34, 1666 (1992).
[14] А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М. (1978).
[15] Ю. Г. Гуревич, В. Б. Юрченко. ФТП, 25, 2109 (1991).
[16] Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов. ФТП, 24, 1715 (1990).
[17] Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов. ФТП, 26, 1945 (1992).
[18] И. Б. Левинсон. Автореф. докт. дис. Л. (1967).
[19] Э. И. Рашба, З. С. Грибников, В. Я. Кравченко. УФН, 119, 3 (1976).

Редактор Т. А. Полянская