

ТЕОРИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В УСЛОВИЯХ НЕКОРРЕКТНОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

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

Тернопольский государственный педагогический институт им. Я. О. Галана, 282009, Тернополь, Украина
(Получена 7 июня 1993 г. Принята к печати 24 июня 1993 г.)

Изучено протекание термоэлектрического тока через полупроводник субмикронных размеров. Рассмотрен случай, когда частота поверхностной релаксации энергии существенно превышает частоту электрон-электронных столкновений. В этой ситуации описание электронного газа с помощью функции распределения Максвелла, а значит, и описание термоэлектрических явлений с помощью электронной температуры и химического потенциала является некорректным. Построена теория этих явлений, не включающая указанные параметры и основанная на представлении об энергетически неоднородной в пространстве функции распределения немаксвелловского вида.

В традиционных теориях, посвященных изучению термоэлектрических явлений, температура и химический потенциал являются основополагающими параметрами, которыми оперируют исследователи. Между тем, как было показано в работе [1], при контакте субмикронного полупроводникового слоя с нагревателем и холодильником симметричная часть функции распределения носителей тока является существенно немаксвелловской (нефермиевской), поэтому такие понятия, как температура и химический потенциал, отсутствуют вообще.¹ В связи с этим возникает необходимость построения теории термоэлектрических явлений, не оперирующей этими понятиями. Именно этому вопросу и посвящено данное сообщение.

Для определенности далее рассматривается модель замкнутой термоэлектрической цепи, состоящей из полупроводникового слоя толщиной $2a$, внешнего металлического участка длиной L и переходных областей (контактов) с толщинами $2\delta \rightarrow 0$ между полупроводниковой и металлической средами [3, 4]. Толщина $2a$ выбрана настолько малой, что выполняется неравенство $2a \ll l_e$ (субмикронный слой), где l_e — диффузионная длина релаксации энергии электронов на рассеивающих центрах. При квазиупругих актах рассеяния эта длина составляет величину порядка $1 \div 10$ мкм. Поверхности пластин $x = \mp (a + \delta)$ контактируют с термостатами при температурах T_1 и T_2 ($T_1 > T_2$), что приводит к неоднородности в пространстве функции распределения, и в цепи генерируется ЭДС. Эта неоднородность будет тем ощутимее, чем больше частота поверхностной релаксации энергии ν_s . Так как последняя обратно пропорциональна толщине слоя [5], то при фиксированной равновесной концентрации частота электрон-электронных столкновений в субмикронном слое может оказаться существенно меньшей ν_s , поэтому описание электронного газа с помощью функции распределения Максвелла с электронной температурой

¹ Имеется еще ряд физических ситуаций (см., например, [2]), приводящих к необходимости изучения термоэлектрических явлений в условиях отсутствия температуры и химического потенциала.

T_e становится несостоятельным. В этом случае симметричная часть функции распределения должна определяться из кинетического уравнения Больцмана.

В качестве механизма неупругого взаимодействия невырожденного электронного газа с термостатами выберем механизм, связанный с протеканием парциального тока, т. е. тока группы электронов с заданной энергией через поверхностные слои. Очевидно, что рассеяние энергии может иметь место как на центрах внутри поверхностных слоев, так и при непосредственном взаимодействии с термостатами. В силу того, что настоящая работа не преследует получение точных количественных результатов, а ставит своей задачей выделение принципиальных положений развиваемой теории, то учет энергетического рассеяния внутри поверхностных слоев не является принципиальным и может быть опущен [1].

Вычисленная при этих предположениях симметричная часть функции распределения электронов в линейном по параметру $\Delta T/T \ll 1$ ($\Delta T = T_1 - T_2$; $T = (T_1 + T_2)/2$) приближении имеет следующий вид [1]:

$$f_0(\epsilon, x) = e^{(\mu - \epsilon)/T} \left[1 + \Psi(\epsilon) \frac{x \Delta T}{a T} \right]. \quad (1)$$

Здесь

$$\Psi(\epsilon) = A(\epsilon) M(\epsilon) + P(\epsilon) j_0 + C_1 Q(\epsilon) + C_2 R(\epsilon), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \text{где } A(\epsilon) &= \frac{a \xi_s(\epsilon)}{\xi(\epsilon) + a \xi_s(\epsilon)}, & P(\epsilon) &= \frac{a \Lambda(\epsilon)}{\xi(\epsilon) + a \xi_s(\epsilon)}, & Q(\epsilon) &= \frac{a \sigma(\epsilon)}{\xi(\epsilon) + a \xi_s(\epsilon)}, \\ R(\epsilon) &= \frac{a \sigma_s(\epsilon)}{\xi(\epsilon) + a \xi_s(\epsilon)}, & \Lambda(\epsilon) &= \frac{\sigma(\epsilon)}{\sigma} - \frac{\sigma_s(\epsilon)}{\sigma_s}, & M(\epsilon) &= \frac{3}{4} - \frac{\epsilon}{2T}, & \xi(\epsilon) &= \\ &= \frac{2e\epsilon g(\epsilon) \tau(\epsilon) e^{(\mu - \epsilon)/T}}{3m}, & \sigma(\epsilon) &= \frac{2e^2 \epsilon g(\epsilon) \tau(\epsilon) e^{(\mu - \epsilon)/T}}{3mT}, & \xi_s(\epsilon) &= \\ &= \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{2e\epsilon g_s(\epsilon) \tau_s(\epsilon) e^{(\mu - \epsilon)/T}}{3m\delta}, & \sigma_s(\epsilon) &= \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{2e^2 \epsilon g_s(\epsilon) \tau_s(\epsilon) e^{(\mu - \epsilon)/T}}{3mT}, \end{aligned}$$

$j_0 = j / (\Delta T/T)$; j — плотность термоэлектрического тока; $\sigma = \int_0^\infty d\epsilon \sigma(\epsilon)$ — ко-

эффициент объемной электропроводности; $\sigma_s = \int_0^\infty d\epsilon \sigma_s(\epsilon)$ — коэффициент

поверхностной электропроводности; e, m, ϵ — заряд, эффективная масса и энергия электрона; μ — химический потенциал при температуре T ; $g(\epsilon)$ — плотность электронных состояний; $\tau(\epsilon)$ — время релаксации импульса;

$C_1 = \frac{1}{\sigma a} \int_0^\infty d\epsilon \xi(\epsilon) \Psi(\epsilon)$ и C_2 — подлежащие определению константы. Индекс

«s» определяет величины, относящиеся к поверхностным слоям.

Из приведенных определений следует, что функции $\sigma(\epsilon)$ и $\sigma_s(\epsilon)$ имеют смысл парциальных объемной и поверхностной проводимостей. Заметим, что $\xi(\epsilon) = (T/e) \sigma(\epsilon)$. Для поверхностного слоя априори подобное соотношение для величин $\xi_s(\epsilon)$ и $\sigma_s(\epsilon)$ записать, вообще говоря, нельзя, так как при уменьшении толщины 2δ кинетические коэффициенты пограничного слоя изменяются и в пределе $2\delta \rightarrow 0$ они могут иметь особенности [3]. Проследить эти изменения не представляется возможным из-за отсутствия микроскопической теории

² В целях упрощения мы допускаем, что в состоянии равновесия химический потенциал повсюду имеет одно и то же значение.

поверхностных релаксационных процессов. Поэтому для простоты мы будем предполагать, что $\xi_s(\epsilon) = (T/e) \beta_s \sigma_s(\epsilon)$, где β_s — поверхностный феноменологический параметр, имеющий размерность обратной длины. Такое упрощение, на наш взгляд, не носит принципиального характера. Существенно то, что между функциями $\sigma(\epsilon)$ и $\sigma_s(\epsilon)$ нет никакой связи.

С учетом этого допущения функции, входящие в $\Psi(\epsilon)$, могут быть переписаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} A(\epsilon) &= \frac{Z(\epsilon)}{1 + Z(\epsilon)}, & P(\epsilon) &+ \frac{ea}{T} \frac{\Lambda(\epsilon)}{\sigma(\epsilon) [1 + Z(\epsilon)]}, \\ Q(\epsilon) &= \frac{ea}{T} \frac{1}{1 + Z(\epsilon)}, & R(\epsilon) &= \frac{e}{\beta_s T} \frac{Z(\epsilon)}{1 + Z(\epsilon)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$Z(\epsilon) = \frac{q\beta_s\sigma_s(\epsilon)}{\sigma(\epsilon)}. \quad (4)$$

Первое слагаемое в (2) отвечает влиянию на функцию распределения термостатов, когда связь последних с электронным газом субмикронного слоя обеспечивается за счет части парциальных токов, вызванной встроенным термопечивом и термодиффузией (в температурном приближении $\Psi(\epsilon) = M(\epsilon) = 3/4 - \epsilon/2T$ [1]). Второе слагаемое отражает механизм формирования немаксвелловского вида функции распределения, связанный с протеканием макротока через границу двух сред, характеризующихся различными зависимостями времен релаксации от энергии (подробнее см. [1]). Два последних члена обусловлены дрейфовыми составляющими парциального тока в полупроводнике и переходном слое.

Для нахождения постоянных множителей C_1 и C_2 воспользуемся определением коэффициента C_1 и условием нормировки функции $\Psi(\epsilon)$ [1]

$$\int_0^{\infty} d\epsilon \sqrt{\epsilon} \Psi(\epsilon) e^{\epsilon/T} = 0. \quad (5)$$

В результате мы приходим к следующей системе алгебраических уравнений:

$$\gamma_1 C_1 + \gamma_2 C_2 = -\gamma_3 - \gamma_4 j_0, \quad \gamma_4' C_1 - \gamma_2' C_2 = \gamma_3' + \gamma_4' j_0. \quad (6)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \int_0^{\infty} d\epsilon \eta(\epsilon) Q(\epsilon), & \gamma_1' &= 1 - (T/ea\sigma) \int_0^{\infty} d\epsilon \sigma(\epsilon) Q(\epsilon), \\ \gamma_2 &= \int_0^{\infty} d\epsilon \eta(\epsilon) R(\epsilon), & \gamma_2' &= (T/ea\sigma) \int_0^{\infty} d\epsilon \sigma(\epsilon) R(\epsilon), \\ \gamma_3 &= \int_0^{\infty} d\epsilon \eta(\epsilon) A(\epsilon) M(\epsilon), & \gamma_3' &= (T/ea\sigma) \int_0^{\infty} d\epsilon \sigma(\epsilon) A(\epsilon) M(\epsilon), \\ \gamma_4 &= \int_0^{\infty} d\epsilon \eta(\epsilon) P(\epsilon), & \gamma_4' &= (T/ea\sigma) \int_0^{\infty} d\epsilon \sigma(\epsilon) P(\epsilon) \end{aligned} \quad (7)$$

— постоянные коэффициенты, $\eta(\epsilon) = \sqrt{\epsilon} e^{-\epsilon/T}$.

Определяя из системы (6) коэффициенты C_1 и C_2 и подставляя полученные значения в формулы (2) и (1), получаем выражение для симметричной части функции распределения электронов в субмикронном слое

$$f_0(\varepsilon, x) = e^{(\mu - \varepsilon)/T} \left[1 + \frac{x}{a} [F(\varepsilon) + G(\varepsilon)] j_0 \right] \frac{\Delta T}{T}, \quad (8)$$

где

$$F(\varepsilon) = A(\varepsilon) M(\varepsilon) + \Gamma_1 Q(\varepsilon) + \Gamma_3 R(\varepsilon), \quad (9)$$

$$G(\varepsilon) = P(\varepsilon) + \Gamma_2 Q(\varepsilon) + \Gamma_4 R(\varepsilon), \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \frac{\gamma_2 \gamma'_3 - \gamma'_2 \gamma_3}{\gamma_1 \gamma'_2 + \gamma'_1 \gamma_2}, & \Gamma_2 &= \frac{\gamma_2 \gamma'_4 - \gamma'_2 \gamma_4}{\gamma_1 \gamma'_2 + \gamma'_1 \gamma_2}, \\ \Gamma_3 &= -\frac{\gamma_1 \gamma'_3 + \gamma_3 \gamma'_1}{\gamma_1 \gamma'_2 + \gamma'_1 \gamma_2}, & \Gamma_4 &= -\frac{\gamma_1 \gamma'_4 + \gamma_4 \gamma'_1}{\gamma_1 \gamma'_2 + \gamma'_1 \gamma_2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Термоэдс, генерируемую в замкнутой цепи, определим из следующего выражения [6]:

$$\mathcal{E} = jR = \oint \frac{j}{\sigma} dx = \lim_{\delta \rightarrow 0} \left(\int_{-a+\delta}^{a-\delta} \frac{j}{\sigma} dx + \int_{a-\delta}^{a+\delta} \frac{j}{\sigma} dx + \int_{a+\delta}^{-a-\delta} \frac{j}{\sigma} dx + \int_{-a-\delta}^{-a+\delta} \frac{j}{\sigma} dx \right). \quad (12)$$

Здесь $R = R_S + R_C + R_L$ — полное омическое сопротивление замкнутой цепи, $R_S = 2a/\sigma$ — сопротивление полупроводникового слоя, $R_C = \lim_{\delta \rightarrow 0} [2\delta / \int_0^{\delta} d\varepsilon \sigma_s(\varepsilon)]$ — сопротивление контактов, $R_L = L/\sigma_L$ — сопротивление внешнего участка цепи, σ_L — его проводимость.

Для простоты мы выберем площадь поперечного сечения контура повсюду равной единице.

Фигурирующие в выражении (12) первый и третий интегралы соответствуют вкладу в термоэдс от полупроводника и внешнего участка, второй и четвертый интегралы определяют термоэдс в контактах.

Плотность электрического тока j может быть определена через симметричную часть функции распределения следующим образом:

$$j = \int_0^{\infty} d\varepsilon j(\varepsilon, x), \quad (13)$$

где парциальный ток $j(\varepsilon, x)$ имеет вид [7]

$$j(\varepsilon, x) = -\frac{2e\varepsilon g(\varepsilon) \tau(\varepsilon)}{3m} \left(\frac{\partial f_0}{\partial x} + eE \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right), \quad (14)$$

$E = -d\varphi/dx$ — напряженность электрического поля, φ — электрический потенциал.

Если пренебречь вкладом в термоэдс на металлическом участке цепи, интегрирование по замкнутому контуру в формуле (12) сводится к

$$\begin{aligned}
 jR = & -\frac{2\Delta T}{e\sigma} \int_0^{\infty} d\varepsilon \sigma(\varepsilon) F(\varepsilon) - j \frac{2T}{e\sigma} \int_0^{\infty} d\varepsilon \sigma(\varepsilon) G(\varepsilon) - \\
 & -\frac{T}{e\sigma_s} \int_0^{\infty} d\varepsilon \sigma_s(\varepsilon) e^{(\varepsilon-\mu)/T} [f_{\infty}(\varepsilon, x=a) - f_0(\varepsilon, x=a) - \\
 & - f_{00}(\varepsilon, x=-a) + f_0(\varepsilon, x=-a)]. \quad (15)
 \end{aligned}$$

Здесь $f_{00}(\varepsilon, x = \pm a)$ — фермиевские функции распределения электронов металла с температурами T_2 и T_1 соответственно.

Положив $f_{00}(\varepsilon, x = a) = f_{00}(\varepsilon, x = -a)$, после простых вычислений получаем выражение для термотока j

$$j = \frac{\frac{2}{e} \int_0^{\infty} d\varepsilon \left[\frac{\sigma_s(\varepsilon)}{\sigma_s} - \frac{\sigma(\varepsilon)}{\sigma} \right] F(\varepsilon)}{R + \frac{2T}{e} \int_0^{\infty} d\varepsilon \left[\frac{\sigma(\varepsilon)}{\sigma} - \frac{\sigma_s(\varepsilon)}{\sigma_s} \right] G(\varepsilon)}. \quad (16)$$

Так как функция $\Lambda(\varepsilon) = \sigma(\varepsilon)/\sigma - \sigma_s(\varepsilon)/\sigma_s$ входит в $G(\varepsilon)$ линейно [см. (10), (11)], то знаменатель выражения (16) не имеет особенностей.

После подстановки (16) в (12) термоэдс может быть записана в обычной форме

$$\mathcal{E} = \alpha \Delta T, \quad (17)$$

где коэффициент термоэдс α имеет следующий вид:

$$\alpha = \frac{\frac{2}{e} \int_0^{\infty} d\varepsilon \left[\frac{\sigma_s(\varepsilon)}{\sigma_s} - \frac{\sigma(\varepsilon)}{\sigma} \right] F(\varepsilon)}{R + \frac{2T}{e} \int_0^{\infty} d\varepsilon \left[\frac{\sigma(\varepsilon)}{\sigma} - \frac{\sigma_s(\varepsilon)}{\sigma_s} \right] G(\varepsilon)} R. \quad (18)$$

Если электронный газ в полупроводнике максвеллизирован, то выражение для коэффициента термоэдс определяется формулой [4]

$$\alpha = \frac{(1 - \beta) \alpha_s + \beta \alpha_v}{R + R_{\Pi}} R, \quad (19)$$

где β — коэффициент, определяющий степень изотермичности теплового контакта; α_v, α_s — соответственно объемный и поверхностный коэффициенты термоэдс; R_{Π} — сопротивление Пельтье.

Из сравнения формул (18) и (19) можно заключить, что величина $R' = \frac{2T}{e} \int_0^{\infty} d\varepsilon \left[\frac{\sigma(\varepsilon)}{\sigma} - \frac{\sigma_s(\varepsilon)}{\sigma_s} \right] G(\varepsilon)$ представляет собой сопротивление Пельтье для электронов проводимости, описывающихся распределением (8). Если $\sigma(\varepsilon) = \sigma_s(\varepsilon)$, то, как следует из формул (16) и (18), термоток и термоэдс обращаются в нуль. Очевидно, это связано с тем, что в предположении пропорциональности парциальных проводимостей $\sigma(\varepsilon)$ и $\sigma_s(\varepsilon)$ соответственно параметрам $\xi(\varepsilon)$ и $\xi_s(\varepsilon)$, обеспечивающим тепловую связь электронов

субмикронного слоя с термостатами [1], объемная и поверхностная составляющие общей термоэдс взаимно компенсируются. Ясно, что в этой ситуации сопротивление Пельтье должно исчезнуть автоматически.

Рассмотрим два частных случая, соответствующих предельным значениям функции $Z(\epsilon) \ll 1$ и $Z(\epsilon) \gg 1$. Легко показать, опираясь на формулы (3), (7), что в первом случае $F(\epsilon) \rightarrow 0$ и это приводит к отсутствию термотока в цепи. Функция распределения (8) трансформируется при этом в равновесную функцию распределения Максвелла с равновесной температурой T . Такую ситуацию естественно назвать адиабатической. Переписав неравенство $Z(\epsilon) \ll 1$ как $\sigma(\epsilon)/a \gg \beta_s \sigma_s(\epsilon)$, мы видим, что адиабатичность системы при заданных поверхностных параметрах проявляется тем сильнее, чем тоньше образец, т. е. чем больше парциальная проводимость полупроводникового слоя, приходящаяся на единицу длины. Это равносильно эффективному уменьшению поверхностной проводимости и, следовательно, ослаблению связи носителей с термостатами. В температурном приближении данная ситуация соответствует тому, что теплопроводность, приходящаяся на единицу длины, превышает поверхностную теплопроводность [3]. В этом случае из-за большой объемной теплопроводности температура T_e выравнивается по длине образца.

Во втором предельном случае ($Z(\epsilon) \gg 1$) имеют место следующие соотношения: $F(\epsilon) = M(\epsilon)$, $G(\epsilon) \rightarrow 0$ и коэффициент термоэдс есть

$$\alpha = \frac{1}{e} \left[-\frac{\frac{1}{\sigma_s} \int_0^{\infty} d\epsilon \epsilon \sigma_s(\epsilon)}{T} + r + \frac{5}{2} \right], \quad (20)$$

где число r определяет время релаксации импульса электронов в полупроводнике $\tau(\epsilon) = \tau_0(\epsilon/T)^r$.

В этой ситуации функция распределения (8) становится максвелловской, соответствующей температуре

$$T_e(x) = T - \frac{x}{2a} \frac{\Delta T}{T}. \quad (21)$$

Полученный результат может показаться парадоксальным, противоречащим сделанному изначально предположению о некорректности описания электронов максвелловской функцией распределения. Говоря о максвеллизации газа носителей, обычно предполагают доминирующую роль интеграла электрон-электронных столкновений, который в рассматриваемой задаче может быть опущен. Поэтому имеющийся в виду традиционный механизм формирования функции распределения Максвелла действительно не имеет места. В субмикронных слоях, однако, можно указать и на другой механизм максвеллизации газа — интенсивное «перемешивание» парциальных потоков электронов при взаимодействии их с термостатами. Именно термостаты и «навязывают» электронному газу температуру (21). Ясно, что при уменьшении частоты ν_s это перемешивание ослабевает и функция распределения становится немаксвелловской. Ясно также, что граничные условия при этом должны быть существенно отличными от адиабатических, так как в противном случае термоэлектрические эффекты исчезают. Граничные условия, описывающие второй предельный случай, могут быть определены как изотермические, обеспечивающие идеальную связь электронов с термостатами.

Обычно в температурном приближении термоэдс определяется следующей формулой [8]:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{e} \left(-\frac{\mu}{T} + r + \frac{5}{2} \right). \quad (22)$$

Она включает в себя термодиффузионную составляющую $\mathcal{E}_T = \frac{1}{e} (r + 1)$ и вклад от контактных разностей потенциалов $\mathcal{E}_C = \frac{1}{e} \left(\frac{3}{2} - \frac{\mu}{T} \right)$. При неизотермических граничных условиях к этим двум величинам добавляется третья — поверхностная термоэдс (19). Такое разделение термоэдс на отдельные составляющие удается провести из-за наличия выделенных в функции распределения Максвелла разных физических величин — химического потенциала и температуры. Температура в термоэлектрических явлениях играет двойную роль. Во-первых, ее градиент определяет «внешнюю силу», действующую на носители, во-вторых, тот же градиент задает координатную зависимость химического потенциала,³ а значит, и встроенное термополе.

Сравнивая формулы (20) и (22), мы видим, что в субмикронных полупроводниках при изотермических граничных условиях также можно разделить вклад термодиффузионной и контактной составляющих термоэдс. Более того, величина контактной ЭДС может быть определена формулой, включающей в себя только поверхностные характеристики,

$$\mathcal{E}_C = \frac{1}{e} \left[\frac{3}{2} - \frac{\frac{1}{\sigma_s} \int_0^{\infty} d\epsilon \epsilon \sigma_s(\epsilon)}{T} \right]. \quad (23)$$

При неизотермических граничных условиях, как это следует из выражения (18), разделение термоэдс на объемную, контактную и поверхностную уже не представляется возможным. Имеет смысл говорить лишь об объемном и поверхностном вкладах в термоэдс, не разделяя последний на контактную и термодиффузионную части.

В заключение отметим, что рассмотренные выше две предельные ситуации могут иметь место только в том случае, когда записанные выше неравенства для функции $Z(\epsilon)$ выполняются для всех или по меньшей мере для большинства электронов. При различных энергетических зависимостях времен релаксации в объеме и поверхностном слое для электронов одной группы могут выполняться, например, адиабатические граничные условия, для другой же группы — изотермические. Поведение всего электронного газа в целом при этом будет определяться эффективным суммарным вкладом каждой из этих групп.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов, О. Ю. Титов. ФТП, 27, 724 (1993).
- [2] Э. И. Богачек, А. Г. Шкорбатов. ФТП, 23, 2234 (1989).
- [3] Ф. Р. Басс, В. С. Бочков, Ю. Г. Гуревич. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М. (1984).
- [4] Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов. ФТП, 26, 1945 (1992).
- [5] Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов. ФТП, 24, 1715 (1990).
- [6] Ю. Г. Гуревич, В. Б. Юрченко. ФТП, 25, 2109 (1991).
- [7] Э. И. Рашба, З. С. Грибников, В. Я. Кравченко. УФН, 119, 3 (1976).
- [8] А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М. (1978).

Редактор Л. В. Шаронова

³ В неоднородных полупроводниках зависимость $\mu(x)$ может определяться и другими причинами, например неоднородным легированием.