

# Об электростатических моделях фазового перехода диэлектрик–металл в кристаллических полупроводниках с водородоподобными примесями

© Н.А. Поклонский, А.И. Сягло

Белорусский государственный университет,  
220050 Минск, Белоруссия

(Поступила в Редакцию 5 августа 1997 г.)

При учете экранирования ионов прыгающими по примесям электронам уточнены две известные модели расчета критической концентрации  $N_C$  перехода диэлектрик–металл для температуры  $T \rightarrow 0$  К в зависимости от борковского радиуса  $a_H$  изолированной примеси. В одной модели переход при  $N_{C1}$  объясняется появлением делокализованных электронов при выталкивании примесной зоны в зону разрешенных энергий за счет уменьшения энергии сродства ионизированных примесей к электрону (дырке). В другой — неограниченным возрастанием статической диэлектрической проницаемости кристалла при увеличении концентрации атомов примеси до  $N_{C2}$ . Полученные аппроксимации  $N_{C1}^{1/3} a_H \approx 0.24$  и  $N_{C2}^{1/3} a_H \approx 0.20$  для степени компенсации  $K = 0.01$  описывают известные экспериментальные данные при  $1 < a_H < 10$  nm.

1. Экспериментально критическая концентрация легирующей примеси  $N_C$ , при которой происходит переход диэлектрик–металл, определяется по исчезновению при  $N_C = N_{C1}$  для  $T \rightarrow 0$  К статической электропроводности с металлической стороны [1–10]. В экспериментах [10–12] критерий для нахождения  $N_C$  — неограниченное возрастание статической диэлектрической проницаемости кристаллического образца при увеличении концентрации легирующей примеси до  $N_C = N_{C2}$ . Считается [5,10], что  $N_{C1} \approx N_{C2}$ .

В последнее время предложены модели [13–17], развивающие известные подходы (см., например, [5,10]) к оценке  $N_{C1}$ . В [13] переход диэлектрик–металл для  $T \rightarrow 0$  связывается с "металлизацией" примесной зоны, отдаленной от зоны разрешенных энергий. В [14] учтено экранирование ионов только свободными электронами; переход происходит из-за взаимодействия нейтральных и ионизированных доноров, приводящего к уширению и "выталкиванию" их уровней в  $c$ -зону. По [15] полупроводник переходит в металлическое состояние, когда появляется возможность роста так называемых "плазменных металлических капель" — областей полупроводника с полной ионизацией доноров и вырожденным электронным газом. В [16,17] переход диэлектрик–металл в сильно компенсированном полупроводнике объясняется перколяцией электронов  $c$ -зоны (на металлической стороне перехода) и локализацией их в крупномасштабных флуктуациях случайного потенциала (на диэлектрической стороне).

В модели [18] для нахождения  $N_{C2}$  использовались подгоночные параметры (в зависимости энергии ионизации легирующих примесей от их концентрации), а в [19] предложена только схема оценки  $N_{C2}$  через порог подвижности носителей заряда.

Заметим, что в моделях [5,10–19] оценки значений  $N_{C1}$  и  $N_{C2}$  рассматривались порознь. К тому же при интерпретации экспериментальных данных по зависимости  $N_{C1}$  и  $N_{C2}$  от параметров полупроводника и примесных атомов

использовались разные выражения для борковского радиуса локализации электрона (дырки)

$$a_H = \frac{e^2}{8\pi\epsilon I_d}, \quad (1)$$

$a_H = 4\pi\epsilon\hbar^2/me^2$ ,  $a_i = \hbar/\sqrt{2mI_d}$ , где  $I_d$  — энергия ионизации одиночной водородоподобной примеси,  $\epsilon = \epsilon_r\epsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость нелегированного кристалла,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $m$  — эффективная масса электронов в одной долине  $c$ -зоны (дырки в одной подзоне  $v$ -зоны),  $e$  — заряд электрона, для свободного атома водорода  $a_H = a_B = a_i$ . Представляется, что на диэлектрической стороне перехода величина  $a_H$  более адекватна для описания связанных состояний, поскольку не включает эффективной массы электрона (дырки), имеющей прямой смысл исключительно для делокализованного состояния.

Цель работы — уточнить выражения для расчета зависимости критических концентраций  $N_{C1}$  и  $N_{C2}$  перехода диэлектрик–металл в слабо компенсированных полупроводниках от борковского радиуса  $a_H$  легирующих примесей.

2. Рассмотрим кристаллический полупроводник  $n$ -типа при  $T \rightarrow 0$  с концентрацией водородоподобных доноров  $N = N_0 + N_+$  и степенью компенсации  $K$  их акцепторам. Уравнение электронейтральности есть

$$N_+ = KN + n, \quad (2)$$

где  $n$  — концентрация свободных (делокализованных) электронов.

Считаем, что при  $T \rightarrow 0$  средняя концентрация ионизированных доноров

$$N_+ = N - N_0 = N \int_{E_F + E_d}^{\infty} P_d dU_d = \frac{N}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{E_F + E_d}{\sqrt{2}W_d} \right) \quad (3)$$

определяется гауссовым распределением

$$P_d = \left( \sqrt{2\pi} W_d \right)^{-1} \exp(-U_d^2/2W_d^2)$$

энергий ионизации нейтральных доноров относительно среднего значения  $E_d$ , отсчет уровня Ферми  $E_F$  и  $E_d$  — от энергии дна  $c$ -зоны ( $E_c = 0$ ) нелегированного кристалла.

В предположении, что ионизованные доноры и акцепторы являются точечными зарядами, среднеквадратичная флуктуация  $W_d$  потенциальной энергии ионизованного донора  $U_d$  при учете чисто кулоновского взаимодействия его только с ближайшим точечным зарядом есть [20]

$$W_d \left( \sum_{j=1}^3 \int_0^\infty P_j u_j^2 dr \right)^{1/2} \approx 1.64 \frac{e^2}{4\pi\epsilon} \left( \frac{8\pi}{3} N_+ \right)^{1/3}, \quad (4)$$

где  $P_j dr = 4\pi r^2 C_j \exp[-(4\pi/3)r^3 \sum_{j=1}^3 C_j] dr$  — пуассоновская вероятность того, что ближайшим к ионизованному донору является точечный заряд сорта  $j$ , расположенный на расстоянии от  $r$  до  $r + dr$ ;  $\sum_{j=1}^3 C_j = N_+ + KN + n = 2N_+$  — концентрация заряженных частиц в кристалле;  $|u_j(r)| = e^2/4\pi\epsilon r$  — модуль кулоновской энергии взаимодействия двух ближайших зарядов;  $\bar{U}_d = \sum_{j=1}^3 \int_0^\infty P_j u_j dr = 0$ .

Отметим, что  $W$  по (4), в предположении полной ионизации примесей, согласуется с измеренной при  $50 \text{ K} < T < 120 \text{ K}$  методом вольт-фарадных характеристик шириной акцепторной зоны, образованной в  $p$ -Si атомами бора с концентрацией  $N \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [21].

Концентрация электронов в  $c$ -зоне при  $T \rightarrow 0$  без учета их обменной энергии есть [22,23]

$$\begin{aligned} n &= \int_{-\infty}^{E_F} P_n dU_n \int_0^{k_F(U_n)} \frac{\nu k^2}{\pi^2} dk \\ &= \frac{\nu(2m)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3} \int_{-\infty}^{E_F} (E_F - U_n)^{3/2} P_n dU_n, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $P_n = (\sqrt{2\pi} W_n)^{-1} \exp(-U_n^2/2W_n^2)$  — гауссово распределение потенциальной энергии делокализованного электрона по кристаллу;  $\nu$  — число эквивалентных долин (минимумов кинетической энергии при различных значениях квазиимпульса  $\hbar k$  в зоне Бриллюэна);  $\bar{U}_n = 0$ .

Учтем, что на диэлектрической стороне перехода тепловая долина волны свободного электрона  $\pi\hbar/\sqrt{3mk_B T}$ , на которой происходит усреднение им случайного электрического потенциала [24], много больше  $R = (8\pi N_+/3)^{-1/3}$  — среднего радиуса области, приходящейся на одну точечную заряженную частицу. Тогда  $E_n \ll W_d$  и хвостом плотности электронных состояний

$c$ -зоны при  $T \rightarrow 0$  можно пренебречь. На металлической стороне перехода ( $n \approx N$ ) в идеальном Ферми-газе длина волны электрона со средней энергией  $3E_F/5$  равна  $\sqrt{5/3}\pi/(3\pi^2 n/\nu)^{1/3}$  и сопоставима с величиной  $R$ , так что  $W_n \approx W_d$ .

Итак, следуя аргументации [24], для среднеквадратичной флуктуации потенциальной энергии электрона в  $c$ -зоне используем аппроксимацию

$$W_n = W_d \theta(N - N_{C1}), \quad (6)$$

где  $\theta(N - N_{C1}) = 0$  при  $N \leq N_{C1}$ ,  $\theta(N - N_{C1}) = 1$  при  $N > N_{C1}$ .

Учтем далее, что входящая в формулу (3) энергия ионизации "среднего" донора  $E_d$  зависит от концентрации легирующих и компенсирующих примесей [25]. Корреляционное взаимодействие подвижных положительно заряженных состояний доноров, т.е. мигрирующих прыжковым образом электронных вакансий, неподвижных отрицательно заряженных акцепторов и свободных электронов приводит к уменьшению энергии ионизации донора. По [20] разность энергии ионизованного донора с экранирующим его облаком зарядов и энергии нейтрального донора определяет среднюю энергию ионизации<sup>1</sup>

$$E_d = I_d - \frac{3e^2}{16\pi\epsilon(\lambda + d)}, \quad (7)$$

где  $\lambda$  — радиус (длина) экранирования ионизованного донора,  $d \approx 0.554(N(1+K))^{-1/3} \theta(N_{C1} - N)$  — среднее расстояние минимального сближения между точечными заряженными частицами в кристалле при прыжковом механизме миграции электронов по донорам; на металлической стороне перехода  $d = 0$ . Величину  $I_d - E_d$  можно трактовать как уменьшение энергии электронного сродства к положительно заряженному донору из-за его экранирования.

При  $T \rightarrow 0$  длина экранирования  $\lambda$  электростатического поля [27] есть

$$\begin{aligned} \lambda^{-2} &= -\frac{e^2}{\epsilon} \left( \frac{\partial N_+}{\partial E_F} - \frac{\partial n}{\partial E_F} \right) \\ &= \frac{e^2}{\epsilon} \left( \frac{N}{\sqrt{2\pi} W_d} \exp\left(-\frac{(E_F + E_d)^2}{2W_d^2}\right) + \frac{\partial n}{\partial E_F} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

где первое слагаемое отражает вклад в экранирование прыгающих с нейтральных на ионизованные доноры электронов, а второе — свободных электронов.

Отметим, что при расчете  $W_d$ ,  $\lambda$  и  $E_d$  не учитывался вклад нейтральных доноров в диэлектрическую проницаемость кристаллической решетки  $\epsilon$ .

Рассмотрим "диэлектрическое" решение ( $n = 0$ ) системы уравнений (2)–(8), где (3) дает однозначную связь

<sup>1</sup> Формула (7) находит поддержку в экспериментальных данных  $E_d$  для водородоподобных примесей в слабо легированных полупроводниках [25,26], в частности когда ширина примесной зоны  $W_d$  много больше средней тепловой энергии  $3k_B T/2$ .

между степенью компенсации доноров акцепторами  $K$  и величиной  $(E_F + E_d)/W_d$ . С увеличением  $N$  уровень Ферми  $E_F$  приближается к  $c$ -зоне и при концентрации доноров  $N = N_{C1}$  достигает  $E_C = 0$ . Это приводит к участию в экранировании помимо прыгающих по донорам электронов еще и свободных электронов. Как следствие,  $E_d$  резко поднимается выше дна  $c$ -зоны (тогда формально  $E_d < 0$  и на металлической стороне перехода следует использовать борковский радиус  $a_B$ ). При этом  $\lambda$  становится меньше критической длины экранирования кулоновского потенциала  $\lambda_c = a_B/1.16$ , при котором ион не имеет связанных электронных состояний [28]. Другими словами, при непрерывном изменении  $N$  происходит скачок решения системы уравнений (2)–(8) от диэлектрического ( $n = 0$ ) к металлическому ( $n = (1 - K)N$ ), что и определяется как переход диэлектрик–металл. Критерий перехода (по Мотту [29]) —

$$E_F(N_{C1}) = 0. \quad (9)$$

В рамках нашей модели величина  $N_{C1}$  неявно зависит от борковского радиуса  $a_H$  водородоподобной примеси (ср. [15,17]). Порог делокализации электронов  $c$ -зоны с диэлектрической стороны перехода совпадает с  $E_C = 0$ . На металлической стороне в окрестности перехода из-за проявления хвостов плотности состояний  $c$ -зоны ( $W_n \approx W_d$ ) уровень Ферми расположен ниже  $E_C$ , но выше порога подвижности.

Заметим, что при некоторых значениях  $N < N_{C1}$  система уравнений (2)–(8) помимо диэлектрического решения имеет еще и металлическое. Согласно [30], решение, определяющее равновесное состояние системы, выбирается из условия минимума свободной энергии, равной при  $T \rightarrow 0$  энергии системы. На диэлектрической стороне в окрестности перехода диэлектрик–металл объемная плотность свободной энергии  $F$  электронов на донорах и в  $c$ -зоне получается из (2) и (5) в виде

$$F = N \int_{-\infty}^{E_F + E_d} (U_d - E_d) P_d dU_d + \frac{\nu(2m)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \times \int_{-\infty}^{E_F} P_n dU_n \int_{U_n}^{E_F} (E - U_n)^{1/2} E dE, \quad (10)$$

где за начало отсчета энергии принято  $F_C = 0$ .

Из (10) следует, что для всех  $N$ , при которых существует два решения системы уравнений (2)–(8), величина  $F$  — меньше для диэлектрического решения  $N_{C1}$ .

Отметим, что в [14,19] в зависимости  $n$  от  $N$  при учете экранирования ионов примесей только электронами проводимости также обнаружен гистерезис решения уравнения электронейтральности, но в [14] не определено, какое из решений устойчиво, а в [19] критерий устойчивости выражался через порог подвижности электронов.

В [11,12] переход диэлектрик–металл для  $T \rightarrow 0$  экспериментально определяется из условия неограниченного роста статической диэлектрической проницаемости

$\varepsilon_\alpha = \varepsilon_{r\alpha} \varepsilon_0$  макроскопического кристаллического образца при  $N \rightarrow N_{C2}$ ; критерий перехода имеет вид

$$\varepsilon_{r\alpha}(N_{C2}) \rightarrow \infty. \quad (11)$$

Величина  $\varepsilon_{r\alpha}$  дает связь локального электрического поля  $E_l$ , действующего на каждую поляризуемую частицу, со средним макроскопическим полем  $E_{av}$  [31,32]. С учетом суперпозиции электрических полей как атомов кристаллической матрицы с концентрацией  $N_h$ , так и  $(1 - K)N$  нейтральных доноров с поляризуемостью  $\alpha$ , имеем (ср. с [18,33])

$$E_l = E_{av} + \left( \frac{N_h \alpha_h}{\beta_h} + \frac{(1 - K)N\alpha}{3} \right) E_l, \quad (12)$$

где  $\alpha_h$  — поляризуемость атома матрицы;  $\beta_h$  учитывает точечную симметрию нелегированного кристалла (в модели Клаузиуса–Моссотти  $\beta_h = 3$ ).

Поляризуемость нейтрального водородоподобного донора [34]

$$\alpha = 18\pi[a_H(N)]^3, \quad (13)$$

где  $a_H(N) = e^2/8\pi\varepsilon_r\varepsilon_0 E_d$  — борковский радиус донора со средней энергией ионизации  $E_d(N)$  по формуле (7). По данным [5,11,12] при  $N < N_{C2}$  средний радиус сферической области, приходящийся на один нейтральный донор,  $0.62[(1 - K)N]^{-1/3}$  более чем в 2.5 раза превышает  $a_H(N)$ , так что использование диэлектрической проницаемости решетки  $\varepsilon = \varepsilon_r\varepsilon_0$  в  $a_H(N)$  оправдано.

Суммарная поляризованность атомов матрицы и нейтральных доноров есть [32]

$$(N_h \alpha_h + (1 - K)N\alpha)\varepsilon_0 E_l = (\varepsilon_{r\alpha} - 1)\varepsilon_0 E_{av}. \quad (14)$$

Полагая  $\beta_h = 3$  (как если бы атомы матрицы образовывали простую кубическую решетку или были распределены хаотично [32]) из (12) и (14) имеем

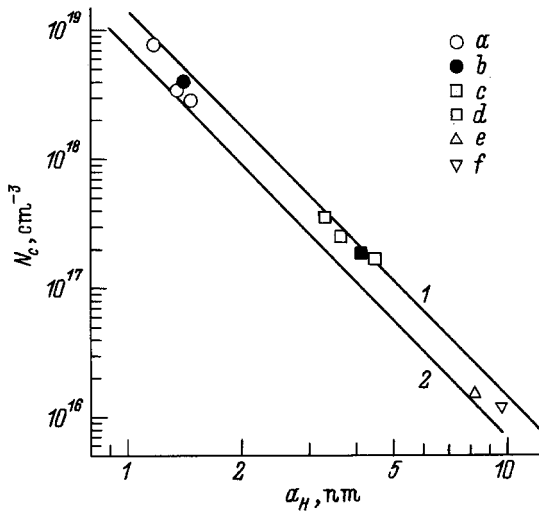
$$\varepsilon_{r\alpha} = \varepsilon_r + \frac{(\varepsilon_r + 2)^2(1 - K)N\alpha}{9 - (\varepsilon_r + 2)(1 - K)N\alpha}. \quad (15)$$

Условие перехода диэлектрик–металл (11) по формуле (15) принимает вид

$$N_{C2} = \frac{9}{(\varepsilon_r + 2)(1 - K)\alpha}. \quad (16)$$

По моделям [33] и [18] для  $\varepsilon_{r\alpha}(N)$  критическая концентрация  $N_{C2}$  оказывается соответственно в  $\varepsilon_r(\varepsilon_r + 2)/3$  и в  $\varepsilon_r$  раз больше, чем по формуле (16) при тех же значениях  $\alpha$ . Отметим, что в работе [18] для согласования  $\varepsilon_{r\alpha}(N)$  с экспериментом [11] использовались подгоночные параметры в зависимости  $E_d$  от  $N$ .

3. На рисунке показаны критические концентрации перехода диэлектрик–металл  $N_{C1}$  в зависимости от борковского радиуса примеси  $a_H$  по формуле (1) для Si ( $\varepsilon_r = 11.47$ ), легированного атомами As ( $I_d = 53.8$  meV,  $N_{C1} \approx 7.8 \cdot 10^{18}$  cm $^{-3}$ ) [1], P ( $I_d = 45.6$  meV,  $N_{C1} \approx 3.5 \cdot 10^{18}$  cm $^{-3}$ ) [2], Sb ( $I_d = 42.7$  meV,



Зависимость критической концентрации перехода диэлектрик–металл  $N_C$  от боровского радиуса изолированной примеси  $a_H$  для Si:As [1], Si:P [2], Si:Sb [3] (a), Si:B [4] (b), Ge:As [5], Ge:P [5], Ge:Sb [6] (c), Ge:Ga [7,8] (d),  $n$ -InP [9] (e),  $n$ -GaAs [9] (f). Кривые 1, 2 — расчет  $N_{C1}$  и  $N_{C2}$  при  $K = 0.01$ .

$N_{C1} \approx 2.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [3], В ( $I_a = 44.4 \text{ meV}$ ,  $N_{C1} \approx 4.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) [4]; для Ge ( $\epsilon_r = 15.4$ ), легированного As ( $I_d = 14.2 \text{ meV}$ ,  $N_{C1} \approx 3.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) [5], P ( $I_d = 12.88 \text{ meV}$ ,  $N_{C1} \approx 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) [5], Sb ( $I_d = 10.45 \text{ meV}$ ,  $N_{C1} \approx 1.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) [6], Ga ( $I_a = 11.32 \text{ meV}$ ,  $N_{C1} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) [7,8]; для  $n$ -InP ( $\epsilon_r = 11.8$ ,  $I_d \approx 7 \text{ meV}$ ,  $N_{C1} \approx 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) [9] и для  $n$ -GaAs ( $\epsilon_r = 12.4$ ,  $I_d \approx 6 \text{ meV}$ ,  $N_{C1} \approx 1.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) [9]. Значения  $N_{C2}$  для Si:As, Si:P, Si:Sb и Ge:Sb [11,12] фактически совпадают с  $N_{C1}$ . Кривые 1 и 2 — расчет  $N_{C1}$  и  $N_{C2}$  по (9) и (16) при  $K = 0.01$ . Кривая 1 для  $N_{C1}$  в выбранных координатах не зависит от диэлектрических характеристик материала. Для кривой 2 (зависимость  $N_{C2}$  от  $a_H$ ) полагалось  $\epsilon_r = 12$ , что соответствует средней величине относительной диэлектрической проницаемости кристаллической решетки перечисленных выше полупроводников [35,36]. Зависимости 1 и 2 удовлетворяют аппроксимациям

$$N_{C1}^{1/3} a_H \approx 0.24, \quad N_{C2}^{1/3} a_H \approx 0.20. \quad (17)$$

Формула, подобная (17), была получена в [5] как результат обработки экспериментальных данных по зависимости  $N_C$  от боровского радиуса примесей в различных полупроводниках.

Отметим, что  $N_{C1}$  и  $N_{C2}$  по (17) находятся в соответствии с приведенным в [5] значением  $N_{C1} \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  для  $n$ -InSb ( $\epsilon_r \approx 17.8$ ,  $I_d \approx 0.7 \text{ meV}$ ,  $a_H \approx 58 \text{ nm}$ ).

Предлагаемые модели описывают переход диэлектрик–металл при конечных  $K$ , когда есть возможность для прыжковой миграции электронов (электронных вакансий) по атомам примеси даже при температуре  $T \rightarrow 0 \text{ K}$ . В диапазоне степеней компенсации  $0.01 \leq K \leq 0.2$  величина  $N_C$  практически постоянна, а с ростом  $K$

от 0.2 до 0.5 увеличивается ( $N_{C1}$  сильнее, а  $N_{C2}$  слабее), качественно совпадая (особенно  $N_{C1}$ ) с экспериментальной зависимостью  $N_C(K)$  [37]. При  $K > 0.5$  модель дает завышенные значения  $N_{C1}$  по сравнению с экспериментальными данными [37,38] так как не учитывает флуктуации краев  $c$ - и  $v$ -зон на диэлектрической стороне перехода.

Развитые нами модели расчета  $N_{C1}$  и  $N_{C2}$  не применимы для  $K \rightarrow 0$  при температуре  $T \rightarrow 0$ , так как не учитывают вклад в  $W$  и  $E_d$  взаимодействия нейтральных доноров друг с другом. Как следствие, в расчетах пренебрегается верхней зоной Хаббарда, т.е. существованием доноров в отрицательно заряженном состоянии.

4. Итак, в настоящей работе уточнены две известные электростатические модели перехода диэлектрик–металл для сильно легированных кристаллических полупроводников при  $T \rightarrow 0$ . Даны аппроксимационные формулы (17) для критических концентраций легирующих примесей  $N_{C1}$  и  $N_{C2}$  перехода по электропроводности и диэлектрической проницаемости при степени компенсации  $0.01 \leq K \leq 0.5$  в диапазоне боровских радиусов изолированных примесей  $1 < a_H < 10 \text{ nm}$ .

Выражаем благодарность А.Г.Забродскому за полезные замечания по работе.

Работа выполнена в рамках программы ”Низкоразмерные системы” Министерства образования Республики Беларусь. Один из авторов (Н.А.П.) благодарит INTAS Program (grant INTAS-94-4435) за поддержку исследования.

## Список литературы

- [1] P.F. Newman, D.F. Holcomb. Phys. Rev. **B28**, 2, 638 (1983).
- [2] P. Dai, Y. Zhang, M.P. Sarachik. Phys. Rev. **B49**, 19, 14039 (1994).
- [3] A.P. Long, M. Pepper. J. Phys. **C17**, 17, L425 (1984).
- [4] P. Dai, S. Bogdanovich, Y. Zhang, M.P. Sarachik. Phys. Rev. **B52**, 16, 12434 (1995).
- [5] P.P. Edwards, M.J. Sienko. Phys. Rev. **B17**, 6, 2575 (1978).
- [6] S.B. Field, T.F. Rosenbaum. Phys. Rev. Lett. **55**, 5, 522 (1985).
- [7] А.Г. Забродский, А.Г. Андреев, М.В. Алексеенко. ФТП **26**, 3, 431 (1992).
- [8] K.M. Itoh, E.E. Haller, L.A. Reichertz, E. Kreysa, T. Shutt, A. Commings, W. Stockwell, B. Sadoulet, J. Muto, J.W. Farmer, V.I. Ozhogin. Abstract Booklet Int. Conf. on Electron Localization and Quantum Transport in Solids (August 3–6, 1996). Inst. Phys. Pol. Acad. Sci. Ustron. Jaszowiec. Poland (1996). P. 15.
- [9] Т.И. Воронина, А.Н. Дахно, О.В. Емельяненко, Т.С. Лагунова, С.П. Старосельцева. ФТП **22**, 7, 1230 (1988).
- [10] R.N. Bhatt. Physica **B146**, 1–2, 99 (1987).
- [11] T.G. Castner. Phil. Mag. **B42**, 6, 873 (1980).
- [12] T.G. Castner, N.K. Lee, H.S. Tan, L. Moberly, O. Symko. J. Low Temp. Phys. **38**, 3–4, 447 (1980).
- [13] А.А. Ликальтер. ЖЭТФ **107**, 6, 1996 (1995).
- [14] В.М. Михеев. ФТТ **36**, 4, 994 (1994).

- [15] Д.Н. Бычковский, О.В. Константинов, Б.В. Царенков. ФТП **29**, 1, 152 (1995).
- [16] А.Г. Забродский. ФТП **14**, 8, 1492 (1980).
- [17] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, В.А. Елизаров. ФТТ **37**, 8, 2276 (1995).
- [18] S. Dhar, A.H. Marshak. Sol. Stat. Electron. **28**, 8, 763 (1985).
- [19] J. Jackle. Phil. Mag. **B46**, 4, 313 (1982).
- [20] Н.А. Поклонский, А.И. Сягло, Ф.Н. Боровик. ФТП **30**, 10, 1767 (1996).
- [21] H.D. Bardar, K.S. Lee, J.E. Jones. Sol. Stat. Electron. **19**, 5, 365 (1976).
- [22] Е.О. Кане. Sol. Stat. Electron. **28**, 1, 3 (1985).
- [23] Н.А. Поклонский, А.И. Сягло. ЖПС **64**, 3, 363 (1997).
- [24] Дж. Займан. Модели беспорядка. Мир, М. (1982). С. 574.
- [25] А.Г. Андреев, В.В. Воронков, Г.И. Воронкова, А.Г. Забродский, Е.А. Петрова. ФТП **29**, 12, 2218 (1995).
- [26] Л.В. Говор, В.П. Доброго, Н.А. Поклонский. ФТП **18**, 11, 2075 (1984).
- [27] Н.А. Поклонский. Изв. вузов. Физика **27**, 11, 41 (1984).
- [28] М. Динейхан, Г.В. Ефимов. ФЭЧАЯ **26**, 3, 651 (1995).
- [29] Н.Ф. Мотг. Переходы металл–изолятор. Наука, М. (1979). 544 с.
- [30] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика. Наука, М. (1976). С. 67.
- [31] В.Г. Гинзбург, Е.Г. Максимов. СФХТ **5**, 9, 1543 (1992).
- [32] И.Е. Тамм. Основы теории электричества. Наука, М. (1989). С. 100.
- [33] G.M. Castellan, F. Seitz. Semiconducting Materials. Proc. Conf. Butterworths, London (1951).
- [34] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Наука, М. (1989). С. 343.
- [35] Semiconductors: group IV elements and III–V compounds / Ed. O. Madelung. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (1991). 164 p.
- [36] Т.М. Лифшиц. ПТЭ, **1**, 10 (1993).
- [37] А.Г. Забродский, М.В. Алексеенко, А.Г. Андреев. 25-е Всесоюзн. совещ. по физике низких температур. ФТИ, Л. (1988). Ч. 3. С. 60.
- [38] H. Fritzsche. Phil. Mag. **B42**, 6, 835 (1980).