Зарядовые эффекты в композитной системе металл–полупроводник

© А.В. Коропов

Институт прикладной физики Национальной академии наук Украины,
40030 Сумы, Украина

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 4 декабря 2003 г.)

Рассмотрены малые металлические частицы, содержащиеся в качестве включений в электронном невырожденном полупроводнике. Обсуждена задача о распределении потенциала и зарядов в такой композитной системе в том случае, когда вследствие контактных явлений вокруг частиц образуются области, обедненные носителями, и эти области существенно перекрываются друг с другом. Описан эффект перераспределения зарядов между очень малыми металлическими частицами ($R \sim 1-10$ nm) с учетом полупроводниковых свойств среды и величины объемной доли частиц.

Свойства вещества в диспергированном состоянии, равно как и физические процессы, протекающие в дисперсных (и ультрадисперсных) системах, вызывают традиционный интерес (см., например, [1–3]). К системам такого типа относятся и малые частицы нормального металла, содержащиеся в качестве включений иной фазы в полупроводниковом материале.

В этой композитной системе нас будут интересовать явления, обусловленные обменом свободными носителями заряда через границу раздела металл-полупроводник. Такой обмен происходит, как известно [4], с целью выравнять уровни Ферми металла $\mu_{\rm m}$ и полупроводника $\mu_{\rm s}$; при этом вокруг металлических частиц образуются области пространственного заряда. Если металлические частицы расположены в матрице достаточно плотно, то области пространственного заряда, „принадлежащие" разным частицам, будут перекрываться, и вся толща полупроводника окажется обедненной или обогащенной носителями. Для металлических частиц очень малых размеров ($R \sim 1-10$ nm) становится существенной зависимость энергии Ферми $\mu_{\rm m}$ от R (см. обзор [2] и работы [5–8]), что приводит к термодинамически равновесному перераспределению зарядов между частицами [6–8] (см. также [9]).

Таким образом, в рассматриваемой системе имеют место два эффекта, связанных с перераспределением зарядов. Это, во-первых, переход части электронов из полупроводника на поверхность металла (или с металла в объем полупроводника) за счет обычных контактных явлений на границе раздела металл-полупроводник. Во-вторых, это размерный эффект перераспределения зарядов между малыми металлическими частицами, имеющими разброс по размерам. Эти эффекты рассматриваются с единой точки зрения. Применяемый самосогласованный подход использует разбиение всего пространства на области влияния отдельных частиц по отношению к вытягиваемым носителям и „макроскопическую" эффективную среду. Он был развит применительно к задачам о нахождении диффузионных [10–12] и тепловых [13] потоков на выделении новой фазы в ансамблях.

Предварительно рассмотрим одиночную металлическую частицу в полупроводниковой матрице. Частицу будем считать сферической, а полупроводник — электронным невырожденным.

1. Пусть $U(r)$ — электростатический потенциал вокруг металлической частицы радиуса R, $\varphi = -eU$ — потенциальная энергия электрона в поле U, $(-e)$ — заряд электрона. Будем для краткости называть φ потенциалом. Он описывается уравнением [4]

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi e^2 n_0}{\varepsilon}\left\{1 - \exp(-\varphi/kT)\right\}, \qquad (1)$$

где n_0 — плотность носителей в полупроводнике, ε — его диэлектрическая проницаемость. Граничные условия к уравнению (1) таковы:

$$\varphi\big|_{r=R} = \varphi_0, \quad \varphi\big|_{r\to\infty} = 0. \qquad (2)$$

Величина φ_0 в (2) равна разности термодинамических (отсчитываемых от уровня Ферми) работ выхода электрона из металла $\Phi_{\rm m}$ и полупроводника $\Phi_{\rm s}$ [4]

$$\varphi_0 = \Phi_{\rm m} - \Phi_{\rm s}. \qquad (3)$$

Плотность зарядов σ на металле определяется условием [14]

$$\frac{\varepsilon}{e}\frac{\partial\varphi}{\partial r}\bigg|_{r=R} = 4\pi\sigma. \qquad (4)$$

Ограничимся далее рассмотрением случая $\varphi_0 > 0$, когда вокруг частицы образуется область, обедненная носителями. Считая, что в основной области пространственного изменения потенциала $\exp(-\varphi/kT) \ll 1$, уравнение (1) запишем в виде

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi e^2 n_0}{\varepsilon}. \qquad (5)$$

Это приближение, введенное Шоттки в плоском случае [15] (см. также [4,16]), означает, что в некотором слое полупроводника вокруг частицы свободных электронов нет вовсе (полностью истощенный слой). Вводя толщину истощенного слоя L, условия (2) заменим на

$$\varphi(R) = \varphi_0, \quad \varphi(R+L) = 0, \quad \varphi_r'(R+L) = 0. \qquad (6)$$

Решая уравнение (5) с граничными условиями (6) в области $R \le r \le (R+L)$, получим

$$\varphi = \frac{2\pi e^2 n_0}{3\varepsilon}\left\{r^2 - 3(R+L)^2 + 2\,\frac{(R+L)^3}{r}\right\}, \qquad (7)$$

$$E_r = \frac{4\pi e n_0}{3\varepsilon}\left\{r - \frac{(R+L)^3}{r^2}\right\}, \qquad (8)$$

где E_r — r-я компонента вектора электрического поля $\mathbf{E}$, а величина L удовлетворяет следующему кубическому уравнению:

$$L^3 + \frac{3}{2}L^2 R - \frac{3\varepsilon\varphi_0}{4\pi e^2 n_0}R = 0.$$

Рассмотрим два предельных случая, представляющих физический интерес. Если $R \ll L$, то

$$L = \left(\frac{3\varepsilon\varphi_0}{4\pi e^2 n_0}R\right)^{1/3}. \qquad (9)$$

Если же $R \gg L$, то приходим к формуле Шоттки [15]

$$L = \left(\frac{\varepsilon\varphi_0}{2\pi e^2 n_0}\right)^{1/2}. \qquad (10)$$

Для характерных численных оценок положим $n_0 \sim 10^{20}\,\mathrm{m^{-3}}$, $\varepsilon \sim 10$, $\varphi_0/e \sim 1\,\mathrm{V}$. Тогда при $R \ge 10^{-5}\,\mathrm{m}$ металлическая частица окружена „плоским“ истощенным слоем толщиной $L \sim 3\cdot 10^{-6}\,\mathrm{m}$. В случае же $R \le 10^{-7}\,\mathrm{m}$ распределение потенциала вокруг частицы существенно сферическое (при $R \sim 10^{-7}\,\mathrm{m}$ толщина истощенного слоя $L \sim 10^{-6}\,\mathrm{m}$ и на порядок превышает R). Полагая $R \sim 10^{-7}\,\mathrm{m}$, получим $E_r(R) \sim 10^7\,\mathrm{Vm^{-1}}$, $E_r(R+L/2) \sim 3\cdot 10^5\,\mathrm{Vm^{-1}}$.

Плотность зарядов на поверхности частицы, получаемая подстановкой выражения (7) в формулу (4), имеет вид

$$\sigma = -\frac{e n_0}{3}\left\{\frac{(R+L)^3}{R^2} - R\right\}. \qquad (11)$$

Поскольку в рассматриваемом случае $\varphi_0 > 0$ полупроводник обеднен электронами, на металле содержится их избыток ($\sigma < 0$). Результат (11) становится наглядным при переходе к полному заряду частицы

$$4\pi R^2\sigma = -e n_0\left\{\frac{4\pi}{3}(R+L)^3 - \frac{4\pi}{3}R^3\right\}. \qquad (12)$$

Именно все свободные электроны вытягиваются из слоя толщины L вокруг частицы и переносятся на ее поверхность, определяя величину σ.

Далее будем рассматривать только частицы малого размера ($R \ll L$). В этом случае формулы (9) и (11) дают

$$\sigma = -\frac{\varepsilon\varphi_0}{4\pi e R}, \qquad (13)$$

так что избыточное число электронов на частице

$$N_e = \frac{4\pi R^2\sigma}{(-e)} = \frac{\varphi_0}{e^2/\varepsilon R}. \qquad (14)$$

Здесь $e^2/\varepsilon R$ — по порядку величины электростатическая энергия, которая появляется у частицы после перехода на нее электрона; φ_0 — потенциальная энергия электрона в полупроводнике вблизи контакта с металлом. Отметим, что описание поверхностных зарядов в терминах их плотности σ корректно, если $N_e \gg 1$. В силу (14) это приводит к неравенству $e^2/\varphi_0\varepsilon R \ll 1$. Это же неравенство определяет и область применимости уравнения (5). Относительную флуктуацию величины N_e можно оценить как $(N_e)^{-1/2} \sim (e^2/\varphi_0\varepsilon R)^{1/2} \ll 1$.

По формуле (14) легко оценить, что при $\varepsilon \sim 10$, $\varphi_0/e \sim 1\,\mathrm{V}$ на частице размера $R \sim 10^{-7}\,\mathrm{m}$ содержится $N_e \sim 10^3$ избыточных электронов, так что $N_e \gg 1$, $(N_e)^{-1/2} \sim 3\cdot 10^{-2} \ll 1$. Плотность поверхностных электронов $\sigma/(-e) \sim 5\cdot 10^{15}\,\mathrm{m^{-2}}$. Для сравнения укажем, что плотность поверхностных атомов (при межатомном расстоянии $a \sim 3\cdot 10^{-10}\,\mathrm{m}$) составляет $N_s \sim 10^{19}\,\mathrm{m^{-2}}$.

Объем истощенной области, связанной с малой металлической частицей, приближенно равен

$$\frac{4\pi}{3}L^3 = \frac{N_e}{n_0} = \frac{\varepsilon\varphi_0}{e^2 n_0}R. \qquad (15)$$

2. Рассмотрим полупроводник, содержащий ансамбль металлических частиц. Пусть частицы расположены в полупроводнике достаточно однородно, т. е. не образуют скоплений, а также областей с пониженной плотностью. Тогда истощенные области перекрывают весь объем полупроводника и заметно перекрываются друг с другом при следующем условии:

$$\frac{4\pi}{3}\int_0^\infty L^3(R)f(R)dR > 1. \qquad (16)$$

Здесь $f(R)$ — функция распределения частиц по размерам, нормированная на плотность частиц N, $\int_0^\infty f(R)dR = N$. Подставляя выражение (15) в неравенство (16) и учитывая, что

$$\int_0^\infty R f(R)\,dR = N\overline{R}$$

($\overline{R}$ — средний радиус частиц), получим искомый критерий взаимного перекрытия истощенных слоев

$$\frac{N}{n_0} > \frac{e^2}{\varepsilon \overline{R}\varphi_0}. \qquad (17)$$

Если ввести $\eta(\eta < 1)$ — объемную долю металлических частиц в полупроводнике

$$\eta = \frac{4\pi}{3}\int_0^\infty R^3 f(R)\,dR = N\overline{V}$$

($\overline{V}$ — средний объем металлических частиц), то критерий (16) можно записать в виде неравенства на η

$$\eta > n_0 \overline{V} \, \frac{e^2}{\varepsilon R \varphi_0}. \tag{18}$$

Для численных оценок, как и выше, положим $n_0 \sim 10^{20}\,\mathrm{m}^{-3}$, $\varepsilon \sim 10$, $\varphi_0/e \sim 1\,\mathrm{V}$, $\overline{R} \sim 10^{-7}\,\mathrm{m}$. Тогда истощенные области перекрывают весь объем полупроводника при плотностях металлических частиц $N \geq 10^{17}\,\mathrm{m}^{-3}$.

В случае выполнения условия (17) частицы уже нельзя рассматривать как изолированные при расчете распределения потенциала в полупроводнике и плотности поверхностных зарядов на металле. Иначе говоря, частицы существенно влияют друг на друга своими электрическими полями, образуя (в электрическом отношении) ансамбль. Перейдем к рассмотрению этого случая.

При условии (17) потенциал φ во всем полупроводнике удовлетворяет уравнению (5), которое запишем в виде

$$\Delta\psi = -\frac{kT}{l_{\mathrm{D}}^2}. \tag{19}$$

Здесь $\psi \equiv \varphi_0 - \varphi$, l_{D} — дебаевская длина экранирования потенциала (заряда) в полупроводнике [4]

$$l_{\mathrm{D}} = \left(\frac{\varepsilon kT}{4\pi e^2 n_0}\right)^{1/2}. \tag{20}$$

Граничные условия к уравнению (19) должны быть сформулированы на поверхности всех частиц. В пренебрежении размерными эффектами они имеют вид

$$\psi\big|_{S_i} = 0, \tag{21}$$

где S_i — поверхность i-го включения в ансамбле.

В подходе, использующем разбиение пространства композита на области влияния отдельных частиц и макроскопическую эффективную среду [10–13], приведем следующие результаты. Распределения потенциала и радиальной компоненты электрического поля E_r вокруг выделенной частицы в пренебрежении размерными эффектами имеют вид

$$\psi = -kT\,\frac{r^2 - R^2}{6l_{\mathrm{D}}^2} + \left(\psi^* + kT\,\frac{R_0^2 - R^2}{6l_{\mathrm{D}}^2}\right)\frac{r-R}{r}\,\frac{R_0}{R_0 - R}, \tag{22}$$

$$E_r = \frac{1}{e}\,kT\,\frac{r}{3l_{\mathrm{D}}^2} - \frac{1}{e}\left(\psi^* + kT\,\frac{R_0^2 - R^2}{6l_{\mathrm{D}}^2}\right)\frac{R}{r^2}\,\frac{R_0}{R_0 - R}. \tag{23}$$

Здесь $R_0(R)$ — радиус области влияния данной частицы размера R, удовлетворяющий интегральному условию самосогласования

$$\frac{4\pi}{3}\int\limits_0^\infty R_0^3(R) f(R)\,dR = 1. \tag{24}$$

Смысл условия (24) состоит в том, что области влияния отдельных частиц покрывают весь объем матрицы — полупроводника. Величина ψ^* — значение $\psi(r)$ при $r = R_0$; ψ^* связано с R_0

$$\psi^* = kT\,\frac{R_0^3}{3Rl_{\mathrm{D}}^2}\left(1 - \frac{R}{R_0}\right)^2\left(1 + \frac{1}{2}\,\frac{R}{R_0}\right). \tag{25}$$

Подставляя выражение (25) в формулы (22) и (23), получим

$$\psi = -kT\,\frac{r^2 - R^2}{6l_{\mathrm{D}}^2} + kT\,\frac{R_0^2}{3l_{\mathrm{D}}^2}\,\frac{R_0}{R}\left(1 - \frac{R}{r}\right), \tag{26}$$

$$E_r = -\frac{kT}{3el_{\mathrm{D}}^2}\,\frac{(R_0^3 - r^3)}{r^2} = -\frac{4\pi e n_0}{3\varepsilon}\,\frac{(R_0^3 - r^3)}{r^2}. \tag{27}$$

В пренебрежении дисперсией функции распределения $f(R)$

$$R_0(R) = \frac{R}{2}\left\{1 + \left(\frac{\overline{R}}{R}\right)^{2/3}\frac{2 - \eta^{1/3}}{\eta^{1/3}}\right\} \approx \frac{R^{1/3}\overline{R}^{2/3}}{\eta^{1/3}} \gg R \tag{28}$$

(в формуле (28) считаем, что $\eta^{1/3} \ll 1$). Для применимости приближения полностью истощенного слоя (уравнение (19)) должно выполняться неравенство $\exp(-\varphi^*/kT) \ll 1$, где $\varphi^* \equiv \varphi_0 - \psi^*$. Такому же условию должен удовлетворять и „контактный потенциал“ φ_0.

Плотность зарядов на поверхности частицы

$$\sigma = -\frac{en_0}{3R^2}\,(R_0^3 - R^3), \tag{29}$$

откуда, очевидно, полный заряд частицы

$$4\pi R^2\sigma = -en_0\left(\frac{4\pi}{3}\,R_0^3 - \frac{4\pi}{3}\,R^3\right). \tag{30}$$

Соотношение (30) аналогично соотношению (12) для одиночной частицы и фактически является законом сохранения электрического заряда применительно к частице в ансамбле.

Далее сделаем попытку учесть размерные эффекты, связанные с зависимостью энергии Ферми металла μ_{m} от R, а также большой величиной кулоновской энергии для частиц малых размеров. Учет размерной зависимости работы выхода из малой металлической частицы дает (см., например, [8])

$$\Phi_{\mathrm{m}}(R) = \Phi_{\mathrm{mo}} - \mu_1 + E_{\mathrm{c}}, \tag{31}$$

$$\mu_1(R) = -\alpha/R \sim R^{-1}. \tag{32}$$

Здесь Φ_{mo} — работа выхода из массивного металлического образца, $\mu_1(R)$ — размерно-зависящая поправка к энергии Ферми металла, E_{c} — электростатическая (зарядовая) энергия, которая появляется у частицы после ухода с нее электрона. Как показано численно в работе [17], в плотном ансамбле металлических частиц энергия E_{c}

меньше электростатической энергии уединенной частицы $E_{co} = e^2/2\varepsilon R$. Причиной такого уменьшения является поляризация металлических частиц ансамбля, окружающих данную частицу. Однако при достаточно малой величине объемной доли металлической фазы η уменьшение E_c по сравнению с E_{co} является несущественным. Например (см. рис. 3 в [17]), в монодисперсной неупорядоченной системе металлических частиц $\overline{E}_c/E_{co} > 0.9$ при $\eta < 0.05$ ($\overline{E}_c$ — средняя электростатическая энергия частицы при фиксированной величине η). Отметим, что отличием E_c от E_{co} можно, по-видимому, пренебречь в случае выполнения неравенства $\eta^{1/3} \ll 1$ ($\eta \le 10^{-3}$), которое использовалось в формуле (28). Таким образом, считая величину η достаточно малой, положим

$$E_c \approx E_{co} = e^2/2\varepsilon R. \tag{33}$$

Работа выхода из полупроводника, окружающего металлическую частицу радиуса R в ансамбле, такая:

$$\Phi_s(R) = \Phi_{so} + E_{cs}, \tag{34}$$

где Φ_{so} — работа выхода из массивного полупроводникового образца, E_{cs} — электростатическая энергия полупроводника на частицу в области влияния частицы радиуса R, которая появляется после ухода электрона из этой области. Можно показать, что в случае $R^3/R_0^3 \ll 1$ (при $\eta \ll 1$)

$$E_{cs} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{\varepsilon R_0}\left\{1 + O\left(\frac{R^3}{R_0^3}\right)\right\} \approx \frac{3}{5}\frac{e^2}{\varepsilon R_0}. \tag{35}$$

Граничное условие на поверхности частицы примет тогда вид

$$\varphi(R) = \Phi_m(R) - \Phi_s(R) = \varphi_0 + \beta_R, \tag{36}$$

где

$$\beta_R \equiv \frac{\alpha}{R} + \frac{e^2}{2\varepsilon R} - \frac{3}{5\varepsilon}\frac{e^2}{R_0(R)}. \tag{37}$$

Постановка задачи о распределении потенциала в полупроводнике между металлическими частицами теперь такова. Уравнение (19) со сделанными выше оговорками остается в силе, а граничные условия (21) заменятся на

$$\psi\big|_{S_i} = -\beta_{R_i}, \tag{38}$$

где R_i — радиус i-го включения. Искомое распределение величины ψ в этом случае получается вычитанием из $\psi(r)$ (формула (26)) члена $\delta\varphi(r)$ — добавки к потенциалу $\varphi(r)$, определяемого выражением

$$\varphi_0 - \delta\varphi = \left\{(\tilde{\varphi} + \beta_R)\left(1 - \frac{R}{r}\right)\frac{l + R_0}{l + R_0 - R} - \beta_R\right\}\theta(R_0 - r) + \left\{\tilde{\varphi} - (\tilde{\varphi} + \beta_R)\frac{l}{l + R_0 - R}\frac{R}{r}\exp\left(-\frac{r - R_0}{l}\right)\right\}\theta(r - R_0). \tag{39}$$

Здесь $\tilde{\varphi} \equiv \varphi^* - \overline{\varphi}$, $\overline{\varphi}$ — среднее по объему полупроводника значение потенциала, l — „макроскопическая“ длина экранировки потенциала металлическими частицами, $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Добавочному потенциалу $\delta\varphi(r)$ соответствует дополнительное к (27) электрическое поле

$$\delta E_r = -(\tilde{\varphi} + \beta_R)\frac{l + R_0}{l + R_0 - R}\frac{R}{er^2}\left\{\theta(R_0 - r) + \frac{l + r}{l + R_0}\exp\left(-\frac{r - R_0}{l}\right)\theta(r - R_0)\right\}. \tag{40}$$

Воспользовавшись легко проверяемым тождеством

$$\left(1 - \frac{R}{R_0}\right)\frac{l + R_0}{l + R_0 - R} \equiv 1 - \frac{l}{l + R_0 - R}\frac{R}{R_0}, \tag{41}$$

можно убедиться, что $\delta\varphi(r)$ и δE_r непрерывны при $r = R_0$.

Дополнительный к σ (формула (29)) заряд характеризуется плотностью

$$\delta\sigma = \frac{\varepsilon}{4\pi}\delta E_r(R) = -\frac{\varepsilon}{4\pi eR}(\tilde{\varphi} + \beta_R)\frac{l + R_0}{l + R_0 - R}. \tag{42}$$

Поскольку заряд с плотностью σ вытягивается частицей только из „своей“ области влияния (см. формулу (30)), $\delta\sigma$ описывает эффект перераспределения зарядов между малыми металлическими частицами. При $R \ll R_0$ для величины $\delta\sigma$ имеем

$$\delta\sigma \approx -\frac{\varepsilon}{4\pi eR}\left(\tilde{\varphi} + \frac{\alpha}{R} + \frac{e^2}{2\varepsilon R}\right). \tag{43}$$

Для длины экранировки l имеют место формулы [10]. При значениях параметров $N \sim 10^{17}\,\mathrm{m}^{-3}$, $\overline{R} \sim 10^{-7}\,\mathrm{m}$, которым соответствует величина объемной доли частиц $\eta = (4\pi/3)\overline{R}^3 N \sim 4 \cdot 10^{-4}$, численная оценка l такова: $l \sim 3 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{m}$, а величина $(4\pi/3)l^3 N \sim 10 \gg 1$.

3. Таким образом, рассмотрены как одиночная металлическая частица, так и ансамбль металлических частиц в электронном невырожденном полупроводнике при наличии „контактного потенциала“ на металле $\varphi_0 > 0$. Рассмотрение проведено в приближении Шоттки (приближение полностью истощенного носителями слоя полупроводника). Для одиночной металлической частицы получены явные аналитические выражения потенциала $\varphi(r)$ вокруг частицы (формула (7)), электрического поля $E_r(r)$ (формула (8)), толщины истощенного слоя L (формулы (9), (10)), плотности зарядов на поверхности частицы σ (формула (11)). Показано, что в случае $R \ll L$, актуальном для наночастиц, распределение потенциала и электрического поля вокруг частицы становится существенно сферическим.

Для композитной системы „полупроводник, содержащий малые металлические частицы“, прежде всего сформулирован критерий взаимного перекрытия истощенных слоев (неравенства (17), (18)). При выполнении этого критерия происходит взаимодействие заряженных металлических частиц между собой. Частицы, следовательно, образуют ансамбль, который рассмотрен в подходе, использующем разбиение пространства композита на области влияния отдельных частиц и макроскопическую эффективную среду. В этом подходе найдены распределение потенциала и электрического поля вокруг выделенной частицы, а также плотность зарядов на поверхности частицы σ как в пренебрежении размерными эффектами (формулы (26)–(29)), так и с учетом последних, однако при достаточно малой величине объемной доли металлической фазы η (формулы (39), (40), (42) и сопроводительный текст). Учитываемые размерные эффекты связаны с зависимостью энергии Ферми металла μ_{m} от R, а также большой величиной кулоновской энергии E_{c} для частиц малых размеров. Эти эффекты приводят к дополнительному заряду на поверхности частицы $\delta\sigma$, связанному с перераспределением зарядов между малыми металлическими частицами (формулы (42), (43)).

Отметим, что в приближении Шоттки в рассмотренной композитной системе отсутствует обычная экранировка потенциала свободными носителями заряда на дебаевской длине l_{D}, поскольку все носители вытянуты из полупроводника металлическими частицами. Имеются, следовательно, „макроскопическая“ экранировка самими металлическими частицами и экранировка неподвижными заряженными примесями, остающимися в полупроводнике после ухода носителей на металлические частицы. Отметим также, что при выполнении условия перекрытия истощенных слоев вокруг отдельных частиц (неравенства (17), (18)) проводимость рассмотренной системы в достаточно слабых электрических полях должна резко уменьшиться по сравнению с проводимостью полупроводника без включений.

В дырочном полупроводнике истощенный слой вокруг металлической частицы образуется при $\varphi_0 < 0$. Его толщина в приближении Шоттки для одиночной частицы радиуса $R \ll L_p$ и невырожденного полупроводника равна

$$L_p = \left(\frac{3\varepsilon|\varphi_0|}{4\pi e^2 p_0} R\right)^{1/3}, \tag{44}$$

где p_0 — плотность носителей (дырок) в полупроводнике. В случае

$$\frac{N}{p_0} > \frac{e^2}{\varepsilon R|\varphi_0|}, \quad \eta > p_0\bar{V}\,\frac{e^2}{\varepsilon R|\varphi_0|} \tag{45}$$

истощенные области перекрывают весь объем полупроводника. Электрическое поле вокруг частицы определяется выражениями, отличающимися от полученных выше лишь заменой n_0 на p_0, L на L_p, φ на $-\varphi$, $\mathbf{E}$ на $-\mathbf{E}$. Плотность поверхностных зарядов σ_p получается путем замены n_0 на p_0, L на L_p, σ на $-\sigma_p$.

Автор благодарен В.В. Слезову, С.Б. Руткевичу, В.В. Яновскому за обсуждение основных результатов работы и С.А. Кукушкину — за ее поддержку. Автор также очень признателен рецензенту статьи за ценные критические замечания.

Список литературы

[1] С.А. Непийко. Физические свойства малых металлических частиц. Наукова думка, Киев (1985). 245 с.
[2] Э.Л. Нагаев. УФН **162**, *9*, 49 (1992).
[3] В.Д. Борман, С.Ч. Лай, М.А. Пушкин, В.Н. Тронин, В.И. Троян. Письма в ЖЭТФ **76**, *7*, 520 (2002).
[4] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. Наука, М. (1990). 688 с.
[5] Э.Л. Нагаев. ФТТ **25**, *5*, 1439 (1983).
[6] Л.К. Григорьева, Н.С. Лидоренко, Э.Л. Нагаев, С.П. Чижик. Письма в ЖЭТФ **43**, *6*, 290 (1986).
[7] Л.К. Григорьева, Н.С. Лидоренко, Э.Л. Нагаев, С.П. Чижик. ЖЭТФ **91**, *3(9)*, 1050 (1986).
[8] П.Г. Борзяк, С.А. Горбань, Л.К. Григорьева, Э.Л. Нагаев, С.А. Непийко, С.П. Чижик. ЖЭТФ **97**, *2*, 623 (1990).
[9] Э.М. Баскин, М.В. Энтин. Письма в ЖЭТФ **70**, *8*, 510 (1999).
[10] В.В. Слезов. ФТТ **31**, *8*, 20 (1989).
[11] А.В. Коропов, П.Н. Остапчук, В.В. Слезов. ФТТ **33**, *10*, 2835 (1991); Препринт ХФТИ № 90-50. Харьков (1990). 19 с.; Препринт ХФТИ № 91-16. Харьков (1991). 22 с.
[12] В.И. Перекрестов, А.В. Коропов, С.Н. Кравченко. ФТТ **44**, *6*, 1131 (2002).
[13] А.В. Коропов, С.А. Кукушкин, Д.А. Григорьев. ЖТФ **69**, *7*, 53 (1999).
[14] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). С. 60.
[15] W. Schottky. Zs. für Physik **118**, *9–10*, 539 (1942).
[16] Е.В. Бузанева. Микроструктуры интегральной электроники. Радио и связь, М. (1990). 304 с.
[17] Д.А. Закгейм, И.В. Рожанский, С.А. Гуревич. Письма в ЖЭТФ **70**, *2*, 100 (1999).