

Структуры с блокированной прыжковой проводимостью на кремнии, легированном галлием, полученные гидрогенизацией в плазме водорода

© В.М. Эмексузян, Г.Н. Камаев, Г.Н. Феофанов, В.В. Болотов

Институт физики полупроводников СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
Институт сенсорной микроэлектроники СО РАН,
644077 Омск, Россия

Получена 22 мая 1995 г. Принята к печати 22 мая 1996 г.

Исследованы электрофизические характеристики структур с блокированной прыжковой проводимостью по примесной зоне на кремнии легированном галлием ($N_{Ga} \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Блокирующие слои в структурах получены пассивацией легирующей примеси галлия гидрогенизацией в водородной плазме пониженного давления (высоочастотный разряд) при температуре подложки в диапазоне $T = 20 \div 220^\circ \text{ C}$. Обнаружено уменьшение при гидрогенизации энергии активации прыжковой проводимости с прыжками между ближайшими соседними атомами галлия с $E_a = 8.7 \text{ мэВ}$ (в негидрогенизированных структурах) до $E_a = 1.3 \text{ мэВ}$ (после гидрогенизации при $T = 220^\circ \text{ C}$). Изучены вольт-амперные характеристики и температурные зависимости темнового тока структур и их изменения после изохронных ($t = 20 \text{ мин}$) отжига в диапазоне $220 \div 400^\circ \text{ C}$. Проведен расчет вольт-амперных характеристик при низких температурах. Показано, что расчетные данные совпадают с экспериментальными.

Введение

При низких температурах в частично компенсированном кремнии, легированном примесями с мелкими уровнями с концентрацией $N_s \sim 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$, наблюдается прыжковая проводимость с прыжками между ближайшими соседями или с переменной длиной прыжка [1–4]. Наличие прыжковой проводимости приводит к возникновению больших темновых токов фотоспротивлений, изготовленных на примесном полупроводнике, и тем самым к понижению их обнаружительной способности [5–7]. С целью подавления темновых токов в полупроводниковых фотодетекторах на сильно легированном материале предложены варианты структур с блокирующими слоями — ВІВ-структуры (Blocked impurity band structures [5–11]).

В нашей работе [12] предложена реализация и рассмотрены электрофизические характеристики ВІВ-структур с блокирующими слоями, полученными при помощи гидрогенизации в кипящей дистиллированной воде, при которых, как известно [13–17], происходит пассивация мелких донорных и акцепторных состояний и образование электрически нейтральных комплексов $(A^-H^+)^0$ и $(D^+H^-)^0$. Цель данной работы — исследование возможности формирования структур с блокированной прыжковой проводимостью на поверхности легированного галлием кремния с помощью гидрогенизации в плазме водорода, исследование и описание электрофизических характеристик этих структур.

1. Методика эксперимента

В работе использовались пластины кремния p -типа толщиной $d = 380 \text{ мкм}$, выращенные методом зонной плавки, легированные галлием

($N_{Ga} = (2-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Омические контакты на непланарную сторону структур создавались с помощью имплантации ионов B^+ с энергией $E = 100 \text{ кэВ}$ дозой $\Phi = 1.9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ с последующим термическим отжигом при $T = 1000^\circ \text{ C}$ в течение $t = 0.3 \text{ ч}$ и металлизацией $Cr+Au$ при температуре 200° C . Планарная сторона пластин подвергалась гидрогенизации в плазме водорода пониженного давления ($0.1-0.3 \text{ мм рт. ст.}$), получаемой высокочастотным разрядом при температурах подложки $T = 20 \div 220^\circ \text{ C}$. Время экспозиции в плазме варьировалось в пределах $t = 0.2 \div 1 \text{ ч}$. Омические контакты со стороны блокирующего слоя создавались с помощью имплантации ионов B^+ с $E = 10 \text{ кэВ}$ дозой $\Phi = 6.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ без последующего отжига. После имплантации также проводилась металлизация $Cr+Au$ при $T = 200^\circ \text{ C}$. Концентрационные профили примеси галлия в электрически активном состоянии определялись по измерениям при комнатной температуре на частотах $f = 0.14 \div 1 \text{ МГц}$ вольт-фарадных характеристик диодов Шоттки $Al-p-Si$, изготовленных на пластинах, которые не подвергались со стороны блокирующего слоя имплантации ионами бора и металлизации. Контроль за концентрацией центров с глубокими уровнями в блокирующем слое осуществлялся методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ) в режиме постоянного напряжения по методике, описанной в [17]. До и после гидрогенизации измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) и температурные зависимости сопротивления структур в температурном интервале $4.2 \div 50 \text{ К}$. Термическая стабильность структур исследовалась с помощью изохронного ($t = 20 \text{ мин}$) отжига в атмосфере сухого азота в диапазоне температур $T = 200 \div 400^\circ \text{ C}$.

2. Пассивация примеси галлия с помощью гидрогенизации структур в плазме водорода

На рис. 1 представлены профили концентрации ионизованной примеси в Si:Ga с исходной концентрацией галлия $N_{\text{Ga}} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ после гидрогенизации в плазме водорода. Как видно из рис. 1, после обработки при $T = 20^\circ \text{C}$ за время $t = 20$ мин образуется слой глубиной $h \approx 0.5 \text{ мкм}$ с остаточной концентрацией ионизованной примеси порядка $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (см. вставку на рис. 1). Обработка при $T = 220^\circ \text{C}$ в течение такого же времени приводит к возникновению высокоомного слоя толщиной $h \approx 1.7 \text{ мкм}$ с остаточной концентрацией ионизованных атомов галлия порядка 10^{15} см^{-3} . Таким образом, использование гидрогенизации в водородной плазме позволяет широко варьировать толщину пассивированных слоев и концентрацию остаточных примесей. Эти параметры определяются как температурной зависимостью коэффициента диффузии водорода (в температурном интервале $130 \div 275^\circ \text{C}$) $D [\text{см}^2/\text{с}] = 9 \cdot 10^{-7} \exp(-0.45/kT)$ (см. работу [18]), так и взаимодействием атомов водорода с галлием, а также распадом комплексов $(\text{Ga}^-\text{H}^+)^0$. Оценка глубины проникновения водорода при $T = 220^\circ \text{C}$ дает $L = (Dt)^{1/2} = 1.78 \text{ мкм}$, что хорошо согласуется с экспериментально определенной величиной (см. рис. 1).

Для изучения процессов дефектообразования при гидрогенизации в плазме нами проведены измерения методом НЕСГУ концентрации дефектов в гидрогенизированных слоях. Измерения показали, что концентрация глубоких центров в приповерхностных слоях на глубинах порядка 0.1 мкм не превосходит $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и она резко падает в глубь кристалла,

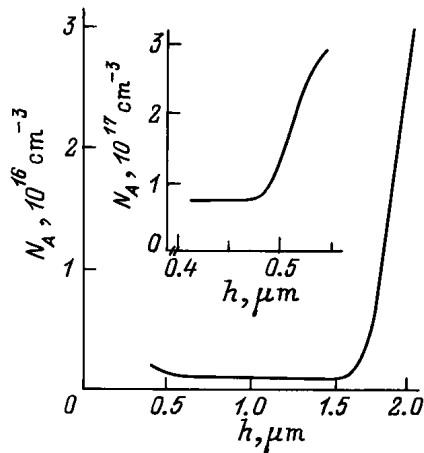


Рис. 1. Профиль концентрации ионизованной примеси в $p\text{-Si:Ga}$ с исходной концентрацией $N_{\text{Ga}} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ после гидрогенизации в плазме водорода. Время обработки $t = 20$ мин при температуре $T = 220^\circ \text{C}$. На вставке — то же при $T = 20^\circ \text{C}$.

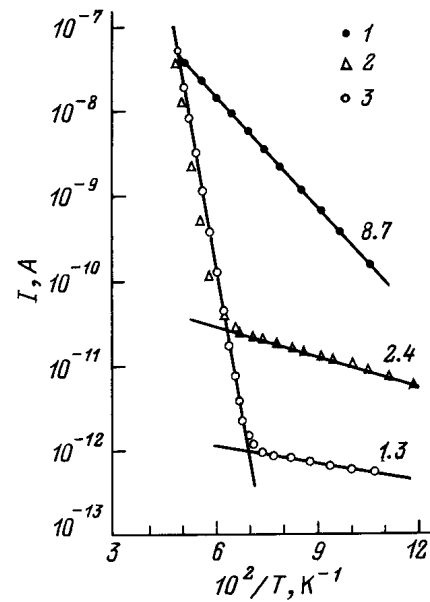


Рис. 2. Температурная зависимость тока I через структуру площадью $4 \times 5 \text{ мм}^2$ на $p\text{-Si:Ga}$ с $N_{\text{Ga}} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Величина напряжения смещения 2 В . 1 — до гидрогенизации; 2, 3 — после гидрогенизации в плазме водорода в течение $t = 20$ мин, при температуре $T, ^\circ \text{C}$: 2 — 20, 3 — 220. Цифры у кривых указывают величину энергии активации E_a в мэВ.

а на глубине 1 мкм становится ниже предела чувствительности метода ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$). Другое подтверждение отсутствия после гидрогенизации значительной концентрации дефектов с глубокими уровнями энергии следует из анализа величины тока через структуру, определяемой проводимостью блокирующего слоя [12] в температурном интервале $4\text{--}25 \text{ К}$.

На рис. 2 представлены температурные зависимости тока I через структуру, изготовленную на исходном кремнии с $N_{\text{Ga}} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, и через структуры, изготовленные на том же кристалле после гидрогенизации в плазме при $T = 20$ и 220°C . При этом, согласно рис. 1, формируются блокирующие слои толщиной 0.5 и 1.7 мкм соответственно. По существующим представлениям [2–4], температурная зависимость тока в области температур ниже температуры вымораживания уровня галлия в кремнии ($E_{\text{Ga}} = E_v + 0.065 \text{ эВ}$) определяется энергией активации прыжковой проводимости, обусловленной прыжками между ближайшими соседями. Энергия активации, полученная из наклона кривых на рис. 2, составляет для негидрогенизированных структур $E_a = 8.7 \text{ мэВ}$, а для гидрогенизированных в плазме при $T = 20$ и 220°C она уменьшается до $E_a = 2.4$ и 1.3 мэВ соответственно. Данные величины хорошо согласуются с расчетными значениями энергии активации прыжковой проводимости [2], оцененной в предположении, что степень

компенсации мала ($K \ll 1$):

$$E_a = 0.61E_A(1 - 0.29K^{1/4}) \approx \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon} N_A^{-1/3}, \quad (1)$$

где $E_A = e^2/4\pi\epsilon_0\epsilon r_A$ — энергия взаимодействия между акцепторными состояниями на среднем расстоянии $r_A = (4\pi N_A/3)^{-1/3}$, $\epsilon_0\epsilon$ — диэлектрическая проницаемость, N_A — концентрация акцепторов. Из формулы (1) можно получить для исходных структур с $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ значение $E_a = 9.8 \text{ мэВ}$, а для гидрогенизированных слоев с остаточной концентрацией акцепторов $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ — $E_a = 1.2 \text{ мэВ}$. Таким образом, из рис. 2 видно, что при гидрогенизации слоя структуры энергия активации прыжковой проводимости в нем уменьшается с уменьшением N_A в соответствии с формулой (1).

3. Вольт-амперные характеристики ВВ-структур. Физическая модель и ее сравнение с экспериментом

Вольт-амперные характеристики ВВ-структур приведены на рис. 3. Как видно из рисунка, характеристики существенно нелинейны в диапазоне $13 \div 20 \text{ К}$, а плотность тока при смещениях порядка 1 В составляет около 10^{11} А/см^2 ($T_{\text{meas}} = 15 \text{ К}$). При повышении температуры темновые токи растут и при $T > 30 \text{ К}$ ВАХ трансформируется в линейную зависимость. Это происходит при температурах, когда преобладающим механизмом переноса становится проводимость по валентной зоне.

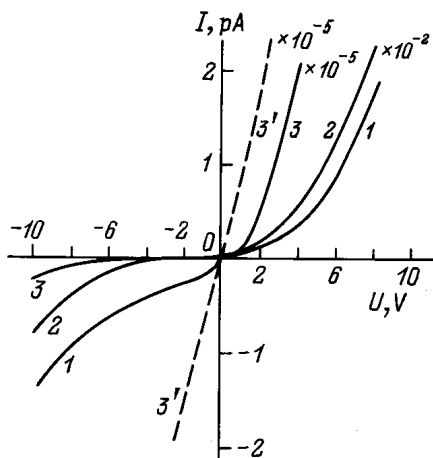


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики структур с блокирующим слоем, полученным гидрогенизацией в водородной плазме при $T = 220^\circ \text{ С}$ и $t = 20 \text{ мин}$ (1–3), и исходной структуры (до гидрогенизации) (3'). Температура изменения T_{meas} , К: 1 — 13.6, 2 — 15, 3, 3' — 20.

Основные положения модели. Система уравнений.

Для описания процессов переноса заряда в ВВ-структурах, а также описания темновой ВАХ предлагается следующая модель протекания темнового тока через ВВ-структуру. Для определенности рассматриваются структуры, изготовленные на основе кремния p -типа (Si:Ga), состоящие из сильно легированного фотоактивного слоя (A -слоя), с уровнем легирования $N_{A1} \simeq 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$, и слабо легированного блокирующего слоя (B -слоя), с уровнем легирования $N_{A2} \simeq 10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Как показывает анализ, в области низких температур ($T \leq 50 \text{ К}$) в таких структурах возможен перенос заряда по двум зонам валентной (ВЗ) и примесной (ПЗ). Возможны следующие основные, сопутствующие переносу заряда физические процессы.

1. Образование областей пространственного заряда (ОПЗ) вследствие накопления заряда в слое на состояниях ПЗ.
2. Неомичности прыжковой проводимости (ПП) для больших электрических полей.
3. Возникновение лавины в ВЗ и соответствующая дополнительная генерация дырок в ВЗ и электронов в ПЗ (большие электрические поля).
4. Рекомбинация электронов из ПЗ и дырок из ВЗ.
5. Термополевая генерация электронно-дырочных пар (по механизму Пула-Френкеля).
6. Туннельно-полевая генерация электронно-дырочных пар.
7. Термополевая инжекция дырок в ВЗ из контакта к B -слою (из-за понижения барьера по механизму Шоттки).
8. Туннельно-полевая инжекция дырок в ВЗ из контакта к B -слою.

9. Размерные и некоторые другие эффекты, связанные с принципиальной неоднородностью проводимости по ПЗ (проводимость осуществляется по цепочкам сетки "бесконечного" кластера).

Далее рассматривается одномерная модель. Предполагается однородность слоев типа A и B , и эффекты типа отмеченных в п. 9 не учитываются. Предполагаются электрические поля $E \leq 10^4 \text{ В/см}$, для которых, как показывают оценки, проявление эффектов, указанных в п. п. 3, 6, 8, несущественно. Эффектом, названным в п. 2, здесь мы также пренебрегаем, хотя это можно обосновать только для A -слоя, а для B -слоя в некоторых случаях он может существенно влиять на ВАХ. В рамках сформулированных предположений и приближений можно написать следующие уравнения.

При переносе электронов по ПЗ и дырок по ВЗ плотности электронного (J_n) и дырочного (J_p) потоков равны

$$J_n = -D_n \frac{\partial n}{\partial x} - \mu_n n E, \quad (2)$$

$$J_p = -D_p \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p p E, \quad (3)$$

где E — напряженность электрического поля; D — коэффициент диффузии; μ — подвижность; n, p — концентрация электронов в ПЗ и дырок в ВЗ (индексами n, p при параметрах D, μ , обозначены эти величины для соответствующих частиц). Уравнения непрерывности для электронов и дырок (рассматривается стационарный случай) имеют вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial J_n}{\partial x} + g_{TE} - r = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} + g_{TE} - r = 0, \quad (5)$$

где g_{TE} — коэффициент термополевой генерации электронно-дырочных пар, r — коэффициент рекомбинации электронно-дырочных пар. Уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} (N_D + p - n), \quad (6)$$

где N_D — концентрация компенсирующей донорной примеси (положительно заряженной). Уравнения для вычисления напряжения на структуре и тока через нее:

$$U = \int E dx, \quad (7)$$

$$I = e S_g (J_p - J_n), \quad (8)$$

где S_g — площадь контактных электродов структуры.

Используются следующие граничные условия.

1. На границе A -слоя с контактным слоем:

$$n|_{I1} = n_1, \quad (9)$$

$$p|_{I1} = p_1, \quad (10)$$

где n_1, p_1 — термодинамически равновесные значения концентраций электронов в примесной зоне (ПЗ) и дырок в валентной зоне (ВЗ) для равновесного A -слоя.

2. На границе A - и B -слоев.

$$[E]|_{I12} = 0, \quad (11)$$

$$[J_p]|_{I12} = [J_n]|_{I12} = 0. \quad (12)$$

Здесь квадратными скобками обозначен скачок на границе соответствующей величины в скобках.

3. На границе B -слоя с контактным слоем:

$$n|_{I2} = N_{A2}, \quad (13)$$

$$p|_{I2} = 0 \quad (14)$$

— для положительного напряжения смещения на B -слое,

$$J_p|_{I2} = J_{TE} \quad (15)$$

— для отрицательного напряжения смещения на B -слое. Здесь условие (13) соответствует полному заполнению приповерхностных акцепторных состояний

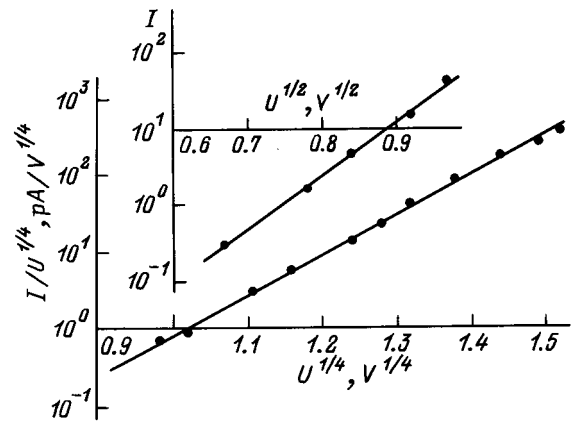


Рис. 4. Сравнение экспериментальных и расчетных вольт-амперных характеристик для положительных (на вставке) и отрицательных напряжений смещения на блокирующем слое при температуре $T_{meas} = 20$ К, выше критической T_{cr} . Точки — эксперимент, линии — расчет.

электронами из контактного слоя; (14) — полному захвату контактом подошедших дырок при отрицательном смещении на B -слое; (15) — термополевой инжекции дырок из контакта к B -слою с плотностью потока J_{TE} (механизм Шоттки) при положительном напряжении смещения на B -слое.

Анализ протекания темнового тока по ВІВ-структуре позволяет выделить два существенно различающихся механизма протекания. При этом, как видно из рис. 2, при некоторой критической температуре T_{cr} (для кривых 1, 2 и 3 на рис. 2 $T_{cr} = 20.0, 15.9$ и 14.3 К соответственно) изменяется механизм протекания тока через структуру. При температуре структуры больше T_{cr} можно полагать, что протекание тока осуществляется по ПЗ A -слоя и по ВЗ B -слоя. При температурах структуры меньше T_{cr} протекание осуществляется по ПЗ A - и B -слоев, т. е. температура T_{cr} является температурой перехода от зонной проводимости к прыжковой для B -слоя. Область относительно высоких температур, когда по A -слою будет преобладать протекание тока по ВЗ, здесь не рассматривается, поскольку в этом случае блокирования примесной проводимости не происходит. С учетом вышеизложенного проведен расчет ВАХ ВІВ-структур для обоих случаев.

$T > T_{cr}$. При положительных напряжениях на B -слое ВАХ будет определяться надбарьерной инжекцией дырок (с понижением барьера по механизму Шоттки [1]) из контакта к B -слою в область ВЗ B -слоя, их дрейфом через B -слой и рекомбинацией с электронами, находящимися на акцепторных состояниях A -слоя. Электроны протекают в область рекомбинации по ПЗ A -слоя из контакта к A -слою. Решая систему уравнений (4)–(15) для этого случая, можно для положительных напряжений смещений на B -слое получить аналитическое выражение для

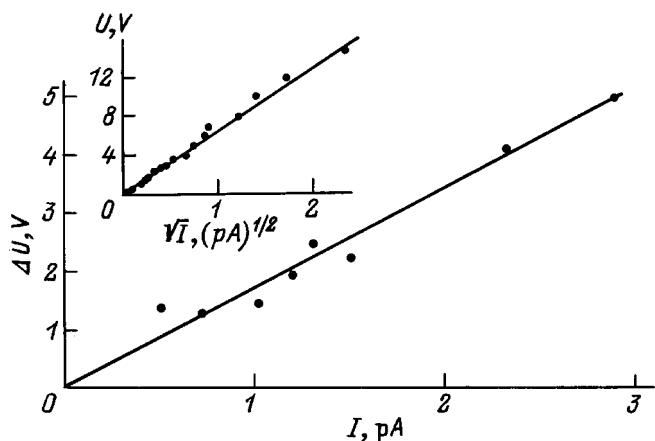


Рис. 5. Сравнение экспериментальных и расчетных вольт-амперных характеристик для положительных (на вставке) и отрицательных напряжений смещения на блокирующем слое при температуре $T_{\text{meas}} = 13.6\text{ K}$, ниже критической T_{cr} . Точки — эксперимент, линии — расчет.

соответствующей ВАХ в виде

$$I(U) = I_0 \exp(U/U_0)^{1/2}, \quad (16)$$

где

$$I_0 = \frac{4\pi S_g e m_p k^2 T^2}{h^3} \exp(-e\varphi_0/kT),$$

$$U_0 = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon d_2 k^2 T^2}{e^3},$$

m_p — масса дырки; φ_0 — изменение потенциала на границе электрода с B -слоем. Как видно из рис. 4, где показана на вставке зависимость $\ln I = f(U^{1/2})$, наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и рассчитанных по формуле (16) значений ВАХ.

При отрицательных напряжениях на B -слое ВАХ будет определяться термической генерацией дырок с акцепторной примеси в ОПЗ A -слое с понижением барьера по механизму Пула-Френкеля [1] и дрейфом дырок по валентной зоне через B -слой на отрицательный электрод. Электроны на акцепторных состояниях в ОПЗ A -слоя стекают на положительный электрод посредством прыжкового транспорта. Решая систему уравнений (4)–(15), для этого случая можно получить выражение для соответствующей ВАХ в виде

$$I(U) = AU^{1/4} \exp(\beta U^{1/4}/\varphi_A), \quad (17)$$

где

$$A = \left(\frac{2}{e}\right)^{1/4} \frac{(\epsilon_0\epsilon)^{5/4} \sqrt{\pi} S_g \gamma_p N_{A1} N_v \varphi_T}{2N_{D1}^{3/4}} \exp\left(-\frac{\varphi_A}{\varphi_T}\right),$$

$$\beta = \frac{(2N_{D1})^{1/4}}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{e}{\epsilon_0\epsilon}\right)^{3/4},$$

$\varphi_T = kT/e$ — термический потенциал, γ_p — коэффициент рекомбинации дырок и электронов, φ_A — потенциал ионизации акцепторной примеси, N_{D1} — концентрация донорной примеси в A -слое, $N_v = a_v T^{3/2}$ — эффективная плотность состояний в валентной зоне. Как видно из рис. 4, где представлены экспериментальные и расчетные (по формуле (17)) ВАХ, в координатах $\ln(I/U^{1/4}) = f(U^{1/4})$ для отрицательных напряжений смещений на блокирующем слое наблюдается хорошее согласие между ними.

$T < T_{\text{cr}}$. При положительных напряжениях на B -слое ВАХ будет определяться прыжковым транспортом электронов через A -слой, инжекцией электронов в ПЗ B -слоя, где по обе стороны границы раздела слоев создается ОПЗ вследствие избыточного электронного заряда, и далее стеканием электронов посредством прыжковой проводимости на положительный электрод. Решая систему уравнений (4)–(15), можно получить для соответствующей ВАХ аналитическое выражение. В этом случае удобнее, как видно будет далее, представление ВАХ в виде зависимости $U(I)$:

$$U^+(I) = K^+ \sqrt{I}, \quad (18)$$

где

$$K^+ = (2d_2)^{3/2} / 3 \sqrt{\epsilon_0\epsilon\mu_2 S_g},$$

μ_2 — подвижность электронов по ПЗ B -слоя. ВАХ вида (18) спрямляется в координатах $U = f(U^{1/2})$, что показано в сравнении с экспериментальными данными на вставке к рис. 5.

При отрицательных напряжениях на B -слое ВАХ будет определяться инжекцией электронов из электрода к B -слою и зарядом акцепторных состояний B -слоя, что вызывает появление области избыточного электронного заряда. Далее посредством прыжковой проводимости электроны перетекают в

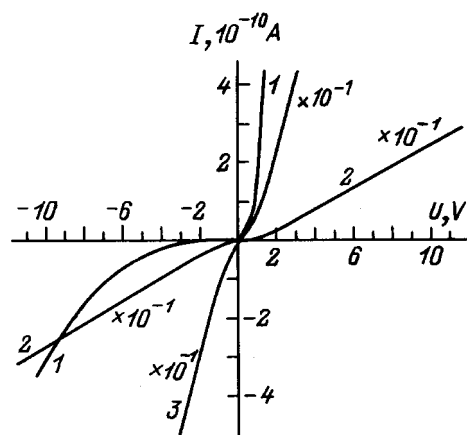


Рис. 6. Изменение вольт-амперных характеристик структур, гидрогенизированных в плазме водорода при $T = 20^\circ\text{C}$, $t = 20$ мин при изохронном (20 мин) отжиге: 1 — после гидрогенизации, 2, 3 — после гидрогенизации и отжига при температуре T , $^\circ\text{C}$: 2 — 300, 3 — 400. Температура измерения $T_{\text{meas}} = 15\text{ K}$.

ПЗ А-слоя, где образуется вторая область пространственного заряда (эксклюзия) вследствие преобладания проводимости А-слоя над В-слоем, и затем электроны по ПЗ А-слоя уходят на положительный электрод. Соответствующую ВАХ для этого случая, полученную решением системы уравнений (4)–(15), можно представить в виде

$$U^-(I) = K^-I + K^+\sqrt{I}, \quad (19)$$

где

$$K^- = d_2/\epsilon\mu_2N_{D1}S_g. \quad (19)$$

Для анализа удобно перейти к разностному напряжению положительной и отрицательной ветвей ВАХ:

$$\Delta U(I) = U^-(I) - U^+(I) = K^-I. \quad (20)$$

Зависимость (20) спрямляется в линейных координатах и соответствующее сравнение расчета с экспериментальными данными приведено на рис. 5.

4. Стабильность гидрогенизированных структур к термическим воздействиям

Исследования стабильности гидрогенизированных структур к термическим воздействиям показали, что уже при прогревах при 300°С исчезает вид ВАХ, характерный для ВІВ-структуры, и зависимость тока от напряжения становится квазилинейной. Однако следует отметить, что величина тока через структуру даже после отжига при 400°С (рис. 6, кривая 3) все еще меньше приблизительно на порядок, чем величина тока, характерная для негидрогенизированных структур. По-видимому, это связано с тем, что при прогревах выше 220°С освобождающиеся атомы водорода диффундируют на большие глубины и пассивируют глубокие доноры, что уменьшает степень компенсации в структурах и прыжковую проводимость [3]. Такое предположение подтверждается тем, что энергия диссоциации пассивированных водородом глубоких доноров больше 2 эВ и они стабильны вплоть до температур 500°С и выше [13–16]. Следовательно, степень компенсации материал р-типа при отжиге выше 220°С должна уменьшаться, а это должно приводить к уменьшению величины тока прыжковой проводимости, что и наблюдается в эксперименте.

Заключение

С помощью гидрогенизации сильно легированного кремния р-типа в водородной плазме удается создавать структуры с блокированной прыжковой проводимостью по примесной зоне (ВІВ-структуры) с плотностями темновых токов порядка 10^{-11} А/см² при $T = 15$ К. Электрофизические характеристики полученных гидрогенизацией в плазме ВІВ-структур хорошо согласуются с расчетными.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность В.М. Сутырину, Н.В. Смирновой и С.Н. Клемину за плазменную обработку структур и содействие в изготовлении тестовых структур, а также А.В. Карпову за помощь при проведении некоторых измерений.

Список литературы

- [1] А. Милис. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (М., Мир, 1977).
- [2] В.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронная теория легированных полупроводников* (М., Наука 1979).
- [3] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).
- [4] Ж. Бургуэн, М. Ланно. *Точечные дефекты в полупроводниках* (М., Мир, 1985).
- [5] M.D. Petroff, M.G. Stapelbrock. US Patent N 4568960 (1980).
- [6] E.R. Brown, P.E. TSannenwald. *Far-Infr. Sci. Techn. SPIE*, **666**, 38 (1986).
- [7] N. Sclar. *Progr. Quant. Electron*, **9**, 149 (1984).
- [8] F. Szmulowicz, F.L. Madarsz. *J. Appl. Phys.*, **62**, 2533 (1987).
- [9] D.M. Watson, J.E. Huffman. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1602 (1988).
- [10] V.G. Martin. *Sol. St. Electron.*, **33**, 427 (1990).
- [11] P.R.Norton. *Opt. Eng.*, **30**, 1649 (1991).
- [12] В.В. Болотов, Г.Н. Камаев, Г.Н. Феофанов, В.М. Эмексузян. *ФТП*, **24**, 1697 (1990).
- [13] S.J. Peaton, J.W. Corbett, T.S. Shi. *Appl. Phys.*, **A43**, 153 (1987).
- [14] J. Chevallier, M. Ancouturier. *Ann. Rev. Mater. Sci.*, **18**, 219 (1988).
- [15] N.M. Johnson, C. Doland, F. Ponce, J. Walker, G. Anderson. *Physica*, **B170**, 3 (1991).
- [16] S.M. Myers, M.I. Baskes, H.K. Birnbaum, J.W. Corbett, G.G. Deleo, S.K. Estreicher, E.E. Haller, P. Jena, N.M. Johnson, R. Kirchheim, S.J. Pearton, M.J. Stavola. *Rev. Mod. Phys.*, **64**, 559 (1992).
- [17] В.В. Болотов, Г.Л. Плотноков, В.М. Эмексузян, К.Шмальц. *ФТП*, **26**, 1295 (1992).
- [18] A. Mogro-Campero, R.P. Love, R. Schubert. *J. Electrochem. Soc.*, **132**, 2006 (1985).

Редактор Т.А. Полянская

Fabrication of blocced impurity band structures on gallium doped silicon by plasma hydrogenation

V.M. Emeksuzyan, G.N. Kamaev, G.N. Feofanov, V.V. Bolotov

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia
Institute of Sensor Microelectronics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
644077 Omsk, Russia

Abstract The electrophysical characteristics of blocked impurity band structures (BIB-structures) on the base of gallium doped silicon ($N_{Ga} \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) have been investigated. Blocking layers were formed by passivation of gallium dopant by means of treatments in hydrogen plasma of RF-discharge at substrate temperatures $T = 20 \div 220^\circ \text{C}$. It is found, that after hydrogenation the activation energy of the hopping conductivity with hopping between nearest gallium neighbors decreases and becomes equal $E_a = 1.3 \text{ meV}$ after hydrogenation at $T = 220^\circ \text{C}$ (before hydrogenation $E_a = 8.7 \text{ meV}$). Current-voltage characteristics and temperature dependence of dark current of structures and their change after isochronal ($t = 20 \text{ min}$) annealing at temperatures $T = 220 \div 400^\circ \text{C}$ are determined. Analytical solutions of current-voltage characteristics of structures at low temperatures and comparison with those found experimentally have been carried out. It is shown that calculated data check with experimental ones.

FAX: (383-2)-354-265 (V.M. Emeksuzyan)

E-mail: root@isph.nsk.su (V.M. Emeksuzyan)