

ДИНАМИЧЕСКИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОГО Si(As) С БЛОКИРОВАННОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ ПО ПРИМЕСНОЙ ЗОНЕ

А. Г. Ждан, А. М. Козлов, Т. А. Костинская,
В. Ф. Кочеров, В. В. Рыльков

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, 141120, Фрязино, Россия
(Получена 11.03.1992. Принята к печати 17.04.1992)

В приближении шоттки-слоев обеднения рассчитаны переходные характеристики тока, протекающего через полупроводниковую фоточувствительную структуру с блокированной проводимостью по примесной зоне (БППЗ) при произвольном законе изменения приложенного к ней напряжения $V(t)$. Показано, что наблюдения динамических вольт-амперных характеристик (ДВАХ) БППЗ структур при треугольных сигналах напряжения $V(t) = \beta t$ ($\beta = \text{const} \geq 0$) позволяют определять основные физические параметры структуры — толщины активного и блокирующего слоев, концентрацию компенсирующей примеси в активном слое, проводимость по примесной зоне, а также идентифицировать присутствие в блокирующем слое избыточного электрического заряда.

В области гелиевых температур ($T \leq 10$ К) исследованы ДВАХ ($\beta \approx \pm 10^{-2}$ В/с) n -Si(As) БППЗ структур. При $T \geq 6$ К ДВАХ квазистационарны. Они согласуются с результатами расчетов и определяются преимущественно процессом перестройки области пространственного заряда (ОПЗ), обедненной положительно заряженными донорами. При $T \leq 6$ К формирование ОПЗ протекает в существенно нестационарных условиях. В этой ситуации значительную роль играют полевые эффекты, вызывающие разрушение корреляций в пространственном расположении ионизованных доноров и акцепторов и увеличение σ . Учет полевой зависимости σ позволяет удовлетворительно описать экспериментальные ДВАХ и при $T \leq 6$ К.

В последнее время проявляется заметный интерес к изучению примесной фотопроводимости кремниевых структур с блокированной проводимостью по примесной зоне (БППЗ) [1-4]. Обычно такие структуры получают методом газовой или молекулярно-лучевой эпитаксии. Вначале на выращенной подложке выращивают активный слой легированного слабо компенсированного кремния толщиной $10 \div 20$ мкм, затем — тонкий блокирующий слой нелегированного кремния толщиной в несколько микрометров, на который наносится омический контакт. Концентрация примеси в активном слое $\sim 10^{17} \div 10^{18}$ см $^{-3}$, что составляет $\sim 10\%$ от критической концентрации, отвечающей переходу Мотта [5]. Большой уровень легирования активного слоя обеспечивает высокую квантовую эффективность при малых размерах примесного фотоприемника, однако при этом в области температур вымораживания примеси проводимость активного слоя, обуславливающая темновой ток, может быть существенной вследствие прыжкового переноса носителей заряда по примесной зоне. Введение блокирующего слоя повышает темновое сопротивление структуры и обеспечивает его значительное уменьшение при фотовозбуждении. Однако в отношении БППЗ структур помимо проблем, характерных для примесных фотоприемников на основе массивного кремния, главная из которых — контроль степени компенсации легирующей примеси [1], возникают существенные задачи контроля параметров структуры, в част-

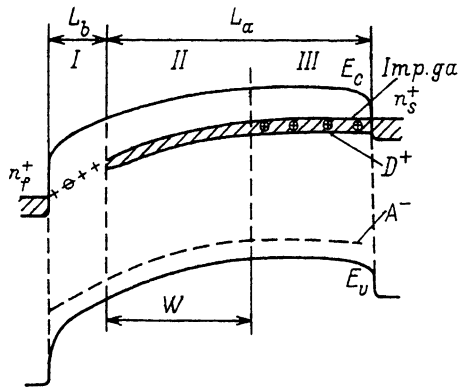


Рис. 1. Зонная диаграмма БППЗ структуры при положительном смещении фронтального контакта. I — блокирующий слой нелегированного кремния, II, III — активный слой; II — область пространственного заряда, n_p^+ — фронтальный, n_s^+ — тыловой контакты; D^+ — положительно заряженные доноры или вакансии, A^- — отрицательно заряженные акцепторы, ПЗ (I тр. дар) — примесная зона, E_c — дно зоны проводимости, E_v — потолок валентной зоны кремния, W — ширина области пространственного заряда.

ности параметров активного слоя,¹ и изучения явлений переноса в примесной зоне, определяющих быстродействие фотоприемника.

Покажем, что анализ динамических вольт-амперных характеристик (ДВАХ) БППЗ структур позволяет эффективно решать подобные задачи.

Рассмотрим зонную диаграмму структуры во внешнем электрическом поле: для определенности на примере n -Si (рис. 1). Потенциал V контакта к блокирующему слою положителен по отношению к потенциалу тылового контакта — подложки к сильно легированному активному слою, что отвечает рабочему режиму БППЗ фотоприемника. В области пространственного заряда (ОПЗ) (II на рис. 1) доноры в значительной степени нейтрализованы, иными словами, ОПЗ обеднена положительно заряженными донорами вследствие прыжкового переноса носителей заряда в активном слое по примесной зоне (перескоки электронов с нейтральных доноров на вакантные N_D^+ -места, обусловленные присутствием в подложке компенсирующих акцепторных примесей — A^- -центров). Предполагается, что в блокирующем слое нелегированного кремния могут присутствовать в относительно небольших концентрациях ($\leq 10^{14}$ см⁻³) доноры, частично скомпенсированные акцепторами; на рис. 1 это символизируют дискретные знаки + и —. Поэтому на границе между активным и блокирующим слоями фактически отсутствует потенциальный барьер для движения свободных электронов в направлении от области II к области I, так что их накопление у этой границы (т. е. обогащение при поверхностной области полупроводника) невозможно. Будем считать температуру достаточно низкой, чтобы пренебречь в характерных для работы БППЗ структур электрических полях $\sim 10^3$ В/см термополевой и ударной ионизацией доноров, а также проводимостью блокирующего слоя.

Рассмотрим кинетику тока, протекающего через структуру, при изменении приложенного к ней напряжения V . Пусть в некоторый момент времени t при напряжении $V(t)$ в активном слое возникла область, обедненная положительно заряженными донорами, шириной $W(t)$. Решая

¹ Имеется в виду область полной нейтрализации легирующей примеси, которая главным образом и обуславливает фоточувствительность приемника.

уравнение Пуассона в приближении шоттки-слоев обеднения,² находим связь между $W(t)$, электрическим полем в блокирующем слое $E_b(t)$, полем в электронейтральной области активного слоя $E_a(t)$ и внешним напряжением $V(t)$:

$$E_b(t) = E_a(t) + \frac{4\pi q}{\kappa} N_A W(t), \quad (1)$$

$$W(t) = -L_b + \left\{ L_b^2 + \frac{\kappa}{2\pi q N_A} [V(t) - E_a(t)(L_a + L_b)] \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

где q — элементарный заряд, κ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, L_a и L_b — толщины активного и блокирующего слоев соответственно. Из условия непрерывности полного тока

$$I = \text{const} = \frac{\kappa}{4\pi} \frac{dE_b}{dt} = \left(\sigma E_a + \frac{\kappa}{4\pi} \frac{dE_a}{dt} \right) S$$

на основе (1) и (2) находим ток

$$I(t) = \frac{\kappa S}{4\pi(L_a + L_b)} \left\{ \frac{dV}{dt} + E_a(t) \frac{4\pi\sigma}{\kappa} [L_a - W(t)] \right\} \quad (3)$$

и уравнение, определяющее электрическое поле в электронейтральной области активного слоя

$$\frac{dE_a}{dt} + \frac{4\pi\sigma(W(t) + L_b)E_a(t)}{\kappa(L_a + L_b)} - \frac{1}{L_a + L_b} \frac{dV}{dt} = 0. \quad (4)$$

Здесь S — площадь структуры, σ — проводимость по примесной зоне, вообще говоря, зависящая от величины электрического поля E_a [⁵].

Уравнения (3), (4) и выражение (2) при известной форме сигнала $V(t)$ позволяют в принципе определить интересующие нас параметры БППЗ структуры по экспериментально измеренной переходной характеристике тока $I(t)$. В частности, при линейном законе изменения напряжения $V = \beta t$ ($\beta = \text{const}$) в простейшем случае, когда времена наблюдения $t \geq \varepsilon(L_a + L_b)/4\pi\sigma L_b$, процесс формирования области пространственного заряда протекает квазистационарно [первый член в уравнении (4) несуществен] и

$$I(t) = \frac{\kappa\beta S}{4\pi[W(t) + L_b]}, \quad (5)$$

где

$$W(t) = -L_b + \left\{ L_b^2 + \frac{\kappa\beta}{2\pi q N_A} t \right\}^{1/2}.$$

Поскольку $I(t)$ есть не что иное, как емкостной ток через БППЗ структуру, представив зависимость $I(t) = I(V/\beta)$ в шоттковских координатах $I^{-2} - V$, мы должны получить прямую линию, наклон которой определит величину N_A , т. е.

² Введение понятия шоттки-слой обеднения обосновывает тот факт, что в рассматриваемом случае примесная зона является по существу аналогом валентной зоны, в которой роль дырок играют вакантные N_B^- -места, появляющиеся вследствие присутствия компенсирующей акцепторной примеси (рис. 1).

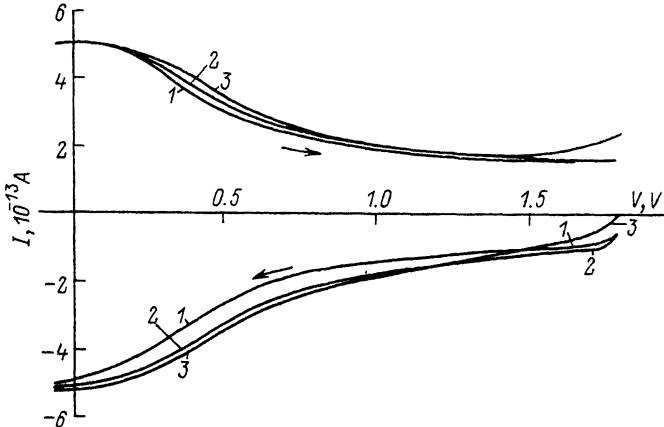


Рис. 2. Динамические вольт-амперные характеристики БППЗ структуры в поддиапазоне «высоких» температур $T \geq 6$ К при $\beta = \pm 2.4 \cdot 10^{-2}$ В/с. Т, К: 1—6, 2—8, 3—10. Стрелками указано направление изменения напряжения V .

концентрацию компенсирующей примеси в активном слое. Очевидно, что при малых V зависимость $I^{-2} - V$ должна выполаживаться, так как при $V < 0$ активном слое структуры образуется область, обогащенная N_D^+ -вакансиями, ширина которой вследствие большого уровня легирования активного слоя значительно меньше L_b . При этом ток I перестает зависеть от времени, а его величина определяется толщиной блокирующего слоя L_b : $I = \kappa \beta S / 4\pi L_b$.

Интересен также нестационарный случай, в частности отклик структуры при временах наблюдения $t \sim \kappa (L_a + L_b) / 4\pi \sigma L_b$. В этих условиях, как следует из (3) и (4), форма кривой $I(t)$ существенно определяется проводимостью по примесной зоне, а величина перепада тока ΔI при изменении знака β характеризует величину $L_a + L_b = \kappa |\beta| S / 2\pi \Delta I$ [см. (3)].

Перейдем теперь к анализу экспериментальных ДВАХ БППЗ структур с активным слоем из Si, легированного As с концентрацией $7 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Площадь структур составляла $7.85 \cdot 10^{-3}$ см². В области температур $4.2 \div 10$ К на структуру подавались пилообразные сигналы напряжения V со скоростью нарастания $\beta \sim \pm 10^{-2}$ В/с и регистрировался переходной ток $I(t) = I(V)$. Ток и напряжение измерялись электронными цифровыми вольтметрами ЦЧ-300; на вход измерителя тока сигнал поступал от преобразователя ток—напряжение, собранного на операционном усилителе 544 УД1 с высоким входным сопротивлением. Управление экспериментом, сбор и обработка данных осуществлялись с помощью персональной ЭВМ «Электроника БК 0011»; зависимость $I(V)$ содержала около 200 экспериментальных точек, причем для увеличения отношения сигнал/шум значения тока в каждой точке усреднялись по 10 измерениям.

По характеру наблюдающихся зависимостей $I[V(t)]$ исследованный диапазон температур можно разбить на два поддиапазона: «высокотемпературный» ($T \geq 6$ К) и низкотемпературный ($T \leq 6$ К). Типичные кривые $I(V)$ для первого поддиапазона представлены на рис. 2, из которого видно, что изменения температуры слабо сказываются на зависимостях $I(V)$ — они не обнаруживают существенного гистерезиса при изменении знака β [ср. изотермические кривые при $\beta > 0$ (вверху) и $\beta < 0$ (внизу)]. Следовательно, можно заключить, что σ при этих температурах достаточно велика и реализуется квазистационарный режим формирования ОПЗ. При этом зависимость $I^{-2} - V$ должна описывать прямую линию, выполаживающуюся при малых V , с наклоном, определяемым величиной N_A [см. (5) и соответствующий текст]. Эта зависимость приведена

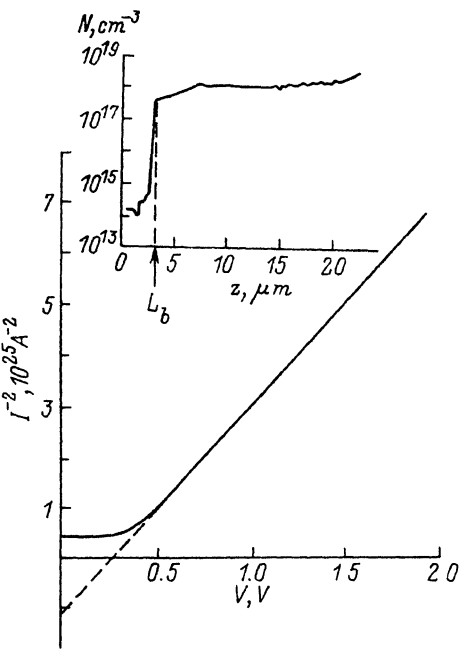


Рис. 3. Зависимость I^{-2} от V , построенная по данным рис. 2 для 8 К. На вставке — профиль распределения донорной примеси в БППЗ структуре.

на рис. 3. Видно, что она очень хорошо отвечает указанным представлениям. Найденные по ней величина N_A и толщина блокирующего слоя L_b составляют $8.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и 3.8 мкм соответственно. Прямые измерения профиля распределения легирующей примеси в БППЗ структуре, выполненные при ее послойном травлении в электролитической ячейке методом вольт-фарадных характеристик (см. вставку на рис. 3), дают оценку $L_b \approx 3.3 \text{ мкм}$ (начало резкого спада зависимости $\lg N_D - z$), удовлетворительно согласующуюся с величиной 3.8 мкм . Это дополнительно подтверждает вывод о квазистационарных условиях формирования ОПЗ при $T \geq 6 \text{ К}$.

Экстраполируя линейную часть графика $I^{-2} - V$ до пересечения с осью

ординат, находим: при $V < 0.25 \text{ В}$ (в частности, при $V = 0$) $I^{-2} < 0$. Этот факт, как легко убедиться, противоречит (5). Противоречие, однако, можно устранить, предположив, что блокирующий слой электрически не нейтрален, т. е. что он содержит избыточный отрицательный заряд Q_f , обусловленный частичной нейтрализацией ионизированной донорной примеси за счет инжекции из активного слоя. Полагая распределение Q_f по толщине блокирующего слоя однородным, находим в приближении Шоттки $W(V) = -L_b + [L_b^2(1 + Q_f/qN_A) + \kappa V/2\pi qN_A]^{1/2}$. Следовательно, с учетом присутствия в блокирующем слое избыточного заряда отсекаемая на оси ординат при $V = 0$ величина $I^{-2}|_{V=0} = (4\pi/\kappa S\beta)^2 \times L_b^2(1 + Q_f/qN_A)$; при $Q_f < 0$, очевидно, $I^{-2}|_{V=0}$ может быть < 0 . Подставляя в это выражение величину $I^{-2}|_{V=0}$ и найденные выше значения $L_b = 3.8 \text{ мкм}$ и $N_A = 8.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, получаем $Q_f/q \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Последняя величина разумно согласуется с предполагаемой концентрацией ионизированных доноров в блокирующем слое: $Q_f/q < N_D$ ($N_D \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, (см. вставку на рис. 3).

Отметим также, что начиная с $T \geq 10 \text{ К}$ при $V \geq 1.5 \text{ В}$ (т. е. при среднем электрическом поле в БППЗ структуре $E > 10^5 \text{ В/см}$) ток возрастает с напряжением (рис. 2); это может быть связано, как отмечалось, с термополевой и ударной ионизациями доноров³ и/или с увеличением проводимости блокирующего слоя.

При $T < 6 \text{ К}$ характер зависимости $I(V)$ радикально изменяется. Гистерезис кривых, отвечающих нарастанию и спаду напряжения, непосредственно указывает на нестационарность процессов, протекающих в структуре при изменении напряжения (рис. 4). В этом случае по перепаду тока ΔI , обусловленному изменением знака β , можно найти величину $L_a + L_b = \kappa |\beta| / 2\pi \Delta I \approx 18 \text{ мкм}$ [см. также (3)]. Эта величина оказывается достаточно близкой к полученной по данным прямых измерений профиля распределения донорной примеси $L_a + L_b = 22 \text{ мкм}$ (см.

³ Интересно, что по оценке (3) критическая температура проявления подобных эффектов составляет 13.5 К . Эта величина ограничивает сверху рабочую температуру БППЗ фотоприемника на основе Si(As) .

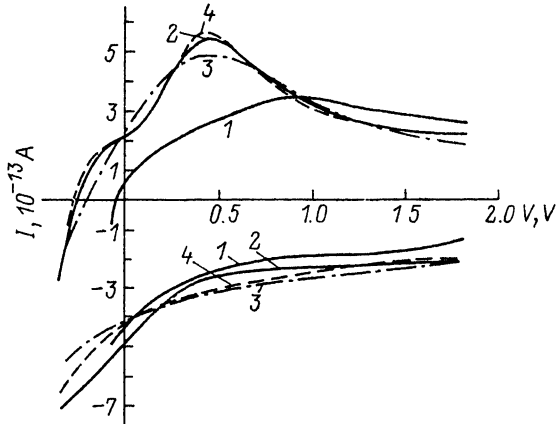


Рис. 4. Динамические вольт-амперные характеристики БППЗ структуры в поддиапазоне низких температур $T \leq 6$ К при $\beta = \pm 4.4 \cdot 10^{-2}$ В/с. T , К: 1 — 4.2, 2 — 5. 3 — зависимость $I(V)$, рассчитанная по (3) и (4) для 5 К. 4 — зависимость $I(V)$, рассчитанная по (3), (4) с учетом (6) для 5 К.

вставку на рис. 3). Нестационарный случай описывают уравнения (3) и (4). Фигурирующая в них проводимость по примесной зоне σ определяет максвелловское время релаксации $\tau_m = \kappa / 4\pi\sigma$, которое нетрудно найти подгонкой по этому единственному параметру расчетной зависимости $I(V)$ по (3) и (4) к экспериментальной, используя ранее найденные значения $L_a + L_b$, L_b и N_a . Расчетная кривая $I(V)$ лучше всего описывает экспериментальную при $\tau_m \approx 3$ с, $\sigma = \text{const} = 3.5 \cdot 10^{-13}$ Ом $^{-1} \cdot$ см $^{-1}$ (рис. 4, кривая 3; $T = 5$ К); максимум зависимости $I[V(t)]$ отвечает временам наблюдения $t \approx \tau_m \frac{L_a + L_b}{L_b}$ (см. выше), начиная с которых осу-

ществляется постепенный переход к квазистационарному режиму формирования ОПЗ. Однако вид этих кривых качественно заметно различен: на экспериментальной кривой при $\beta > 0$ максимуму тока предшествует точка перегиба. Это может быть следствием увеличения σ электронной области БППЗ структуры в действующих в эксперименте электрических полях E_a . Для учета данного обстоятельства будем считать, что σ безынерционно следует за изменением E_a . Тогда при расчете $I(V)$ можно по-прежнему использовать уравнения (3), (4). Зависимость $\sigma(E)$ вычислена в [6]:

$$\sigma(E_a) \approx \sigma_0 \exp \left[\alpha \sqrt{\frac{4q^3 E_a}{\kappa (kT)^2}} \right], \quad (6)$$

где σ_0 — проводимость по примесной зоне в пределе слабого электрического поля, k — постоянная Больцмана, а $\alpha = 0.69$ — постоянный коэффициент.⁴³ Рассчитанная на основе (3), (4), (6) с использованием двух подгоночных параметров $\tau_m^0 = \kappa / 4\pi\sigma_0$ и α зависимость $I(V)$ также представлена на рис. 4 (кривая 4). Очевидно удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных данных как при $\beta > 0$, так и при $\beta < 0$ при $\tau_m^0 = 35$ с ($\sigma_0 = 3 \cdot 10^{-14}$ Ом $^{-1} \cdot$ см $^{-1}$) и $\alpha = 0.35$. Поэтому точку перегиба на экспериментальной зависимости $I(V)$ следует трактовать как точку перехода от режима релаксации тока $\sigma = \sigma_0 = \text{const}$ к

⁴ Экспериментальные значения α по данным [6] в 2—3 раза меньше рассчитанного.

режиму релаксации, в процессе которой σ возрастает со временем наблюдения. Таким образом, модель возрастания σ в электрическом поле, основанная на полевом разрушении корреляций (I -комплексов) в пространственном расположении ионизованных доноров и акцепторов [6], в общем вполне позволяет описать экспериментальные ДВАХ БППЗ структур и в области $T < 6$ К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] N. Sclar. Prog. Quant. Electron., 9, 149 (1984).
- [2] F. Szmulowicz, F. L. Madarsz. J. Appl. Phys., 62, 2533 (1987).
- [3] F. Szmulowicz, F. L. Madarsz, J. Diller. J. Appl. Phys., 63, 5583 (1988).
- [4] В. В. Болотов, Г. Н. Камаев, Г. М. Феофанов, В. М. Эмексузян. ФТП, 24, 1697 (1990).
- [5] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах, 1, 368. М. (1982).
- [6] Д. И. Аладашвили, З. А. Адамия, К. Г. Лавдовский, Е. И. Левин, Б. И. Шкловский. ФТП, 23, 213 (1989).

Редактор Ю. Н. Михалев
