

энергий перехода между пространственными конфигурациями. В свою очередь по исследованию только температурной зависимости концентрации свободных носителей нельзя определить уровни ионизации такого бистабильного U^- -центра.

Таким образом, для того чтобы сделать правильные как количественные так и качественные оценки для температурной зависимости концентрации свободных носителей в примесном полупроводнике, а также при определении уровня Ферми, необходимо учитывать не только энергии ионизации примеси в различных пространственных конфигурациях, но и энергии переходов между этими конфигурациями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] A. Chantre, D. Bois. Phys. Rev. B, 31, 7979 (1985).
- [2] A. Chantre. Phys. Rev. B, 32, 3687 (1985).
- [3] H. M. Branz, R. S. Crandall. Appl. Phys. Lett., 55, 2634 (1989).
- [4] А. Г. Гончарова, В. В. Зуев. ФТП, 24, 660 (1990).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 27, вып. 7, 1993

УСИЛЕНИЕ ФОТОТОКА В ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ Pd—SiO₂—*n* (*p*)-Si

С. В. Слободчиков, Г. Г. Ковалевская, А. В. Пенцов, Х. М. Салихов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получено 8 июля 1992 г. Принято к печати 15 января 1993 г.)

В ряде статей, посвященных туннельным МДП структурам на основе кремния [1–5], теоретически и экспериментально исследован механизм тока. Установлено, что эти структуры при определенных соотношениях физических параметров, включая значения высот барьеров на границах металл—SiO₂ и SiO₂—Si, и технологических параметров могут иметь высокие значения коэффициента умножения тока и фототока. В связи с проводимыми нами экспериментами по влиянию водорода на электрические и фотоэлектрические характеристики структур Pd—SiO₂—*n* (*p*)-Si представляло интерес провести на этих диодах исследование токопереноса носителями, инжектированными электрическим полем или электромагнитным излучением.

МДП структуры создавались на кристаллах *n*-Si ориентации (111) с удельным сопротивлением $\rho = 7.5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ и *p*-Si ориентации (100) с $\rho = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Перед нанесением слоев SiO₂ и Pd пластины травились в HF, промывались и высушивались. Слои SiO₂ создавались выдержкой на воздухе пластин в течение нескольких недель при комнатной температуре; толщина слоев составляла 22–26 Å. Палладий наносился напылением в вакууме при остаточном давлении 10^{-5} Тор, и толщины его слоев были 400–500 Å.

На рис. 1 представлены типичные кривые зависимости фототока от обратного смещения для обоих типов МДП диодов. Кривые сняты при освещении монохроматическим светом с длиной волны $\lambda = 0.9 \text{ мкм}$. Из этих данных следует, что усиление фототока характерно для обоих случаев, однако величина умножения фототока в структурах Pd—SiO₂—*n*-Si составляет почти 2 порядка, в то время как в структурах на *p*-Si примерно на порядок меньше, 10–15.

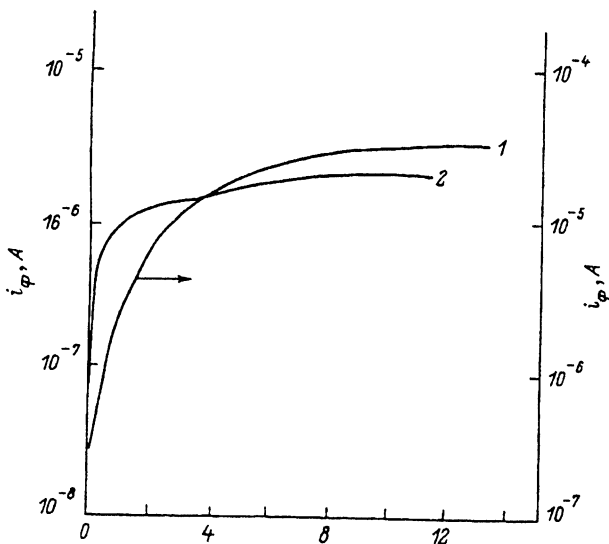


Рис. 1. Зависимость фототока МДП диодов Y_{ph} от обратного смещения. Структуры: 1 — Pd—SiO₂—*n*-Si; 2 — Pd—SiO₂—*p*-Si.

Согласно [3], механизм умножения тока или фототока определяется сильной инверсией зон у границы с окислом, управляемой неосновными носителями и приводящей к созданию высокого поля в области пространственного заряда полупроводника и диэлектрика, что усиливает туннельный ток между металлом и полупроводником. При этом выражение для коэффициента умножения дается в виде

$$M - 1 = \frac{A_n}{A_p} \frac{\mathcal{P}_n}{\mathcal{P}_p} \frac{qdN_c}{\epsilon_i} \ln \left[1 + \exp \left[\frac{q}{kT} \left(|F_s| \frac{\epsilon_s}{\epsilon_i} d + \varphi_{si} - \varphi_{mi} + \frac{q}{\epsilon_i} Q_i d \right) \right] \right], \quad (1)$$

где A_n и A_p — константы, \mathcal{P}_n и \mathcal{P}_p — вероятности туннелирования, d — толщина окисла, N_c — плотность состояний в зоне проводимости полупроводника, F_s — поле в области пространственного заряда, ϵ_s и ϵ_i — диэлектрические постоянные полупроводника и диэлектрика, φ_{si} и φ_{mi} — барьеры соответственно на границах полупроводник—диэлектрик и металл—диэлектрик, Q_i — плотность заряда в диэлектрике; остальные символы имеют обычный смысл. Это выражение справедливо при условии положительного не слишком большого значения аргумента экспоненциальной функции.

Применительно к нашему случаю оценка M по формуле (1) оказывается невозможной. В самом деле, если принять $A_n = A_p$, $\mathcal{P}_n \approx \mathcal{P}_p$, работу выхода палладия ~ 4.7 эВ и соответственно, $\varphi_{mi} \sim 4$ эВ при $F_s = (2kT/p_s)^{1/2} = 9 \cdot 10^6$ В/м (концентрация инжектированных неосновных носителей в области пространственного заряда $p_s \approx 10^{24}$ м⁻³), $Q_i = 0$, а также использовать известные величины ϵ_s , ϵ_i , N_c , $\varphi_{si} = 3.2$ эВ [3], то значения аргумента не удовлетворяют условиям теории: они отрицательны и велики.

На кривых фототока в диодах Pd—SiO₂—*n*-Si не наблюдается также резкого роста при определенных значениях приложенного обратного смещения в отличие от рассчитанных теоретически. Фототок нарастает в интервале ~ 1 —10 В и далее достигает насыщения. В МДП структурах на основе *p*-кремния эти явления

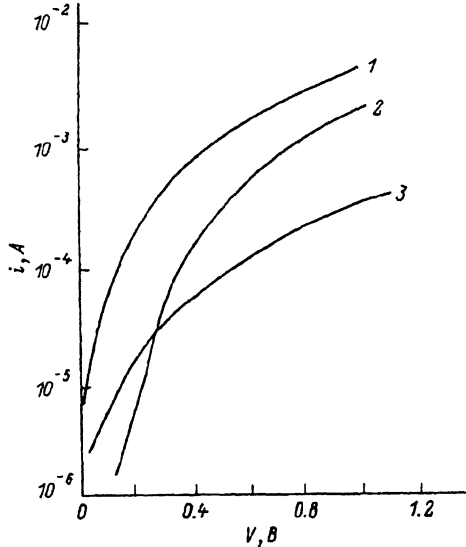


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики при прямых смещениях МДП диодов. Pd—SiO₂—p-Si (1, 2) и Pd—SiO₂—n-Si (3). T, К: 1, 3 — 295; 2 — 120.

менее заметны. Такой ход кривой фототока, также как и подобная зависимость темнового тока, может объясняться двумя факторами.

Первый — технологический — связан с неоднородностью по толщине слоя SiO₂ вследствие тех или иных дефектов на поверхности, и тогда средняя плотность туннельного тока имеет вид [6]

$$\langle j_i \rangle = \{ C' / [\exp(\lambda') - 1] \} (\exp \{ \lambda' \exp [-qV(V)] \} - 1), \quad (2)$$

где C' , λ' — постоянные. Тогда $\ln \langle j_i \rangle = f[V(V)]$ дает экспоненциальную зависимость. Вероятно, в [3] вследствие этого была использована некоторая средняя критическая толщина слоя.

Второй фактор связан с вкладом нетуннельной компоненты в общий ток. На рис. 2 представлены прямые ветви диода на p-кремнии, снятые при 295 К (кривая 1) и 120 К (кривая 2) и диода на n-кремнии при 295 К (кривая 3). Наименьшая зависимость тока от температуры характерна для МДП диода на p-кремнии в интервале напряжений 0.4—1.0 В и аналитически она может быть выражена как $f \sim \exp(qV/mkT)$ со значениями $m \sim 30$. Это свидетельствует о значительном влиянии туннельного механизма. Однако при более низких напряжениях ток более чем на 2 порядка величины уменьшается при переходе от 295 к 120 К. Это указывает на существенный вклад другого механизма тока и прежде всего на наличие генерационно-рекомбинационного тока j_{gr} в области истощения. Полная плотность тока будет $j = j_{gr} + j_t$.

Для структур обоих типов имеет место зависимость емкости от напряжения в виде линейной зависимости $C^{-2} = f(V)$, и поскольку ширина слоя истощения есть $W \sim N_d^{-1/2}$, где N_d — концентрация ионизованных доноров, то в структурах на n-кремнии этот слой толще, так как концентрация носителей тока на 1.5 порядка меньше, чем в p-кремнии. Очевидно, что генерационно-рекомбинационная компонента тока вносит в МДП диодах на n-кремнии значительно больший вклад в общий ток, чем в диодах на p-кремнии.

На основе существующей теории трудно установить количественную закономерность изменения коэффициента умножения M в зависимости от соотно-

шения φ_{mi} и φ_{si} , сильно различающихся между собой. В упрощенном варианте при $\varphi_{mi} = \varphi_{si}$ из (1) получается соотношение [3]

$$M - 1 \approx \frac{\mathcal{P}_n}{\mathcal{P}_p} \frac{q^2 d^2 N_c}{kT} \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_i^2} \quad (3)$$

для структуры на n -Si и аналогичное соотношение для диодов на p -Si. Оценка по (3) при $\mathcal{P}_n = \mathcal{P}_p$ дает $M \approx 100$, что примерно соответствует экспериментальным данным для структур на n -Si. Однако для диодов на p -Si получается $M \sim 10-15$. Поскольку $\mathcal{P}_n \sim \exp(-b_n \varphi_i^{1/2} d)$ и $\mathcal{P}_p \sim \exp(-b_p \varphi_p^{1/2} d)$, можно предположить, что в диодах на p -Si высота барьера для основных носителей, т. е. дырок, выше, чем для электронов в диодах на n -Si. Из зависимости $C^{-2} = f(V)$ также следует большая высота барьера в структурах на p -Si, равная 0.8 эВ, в то время как в структурах на n -Si она составляет 0.6 эВ.

Исследованные здесь МДП структуры были ранее опробованы нами как детекторы водорода на новом принципе — изменение фотоэдс в газовой среде. Этот метод оказался более чувствительным по сравнению с методом измерения темнового тока в той же газовой среде почти на 2 порядка величины. Измерения проводились в фотовольтаическом режиме (без смещения). Результаты этих исследований предполагается опубликовать в «Журнале технической физики». Изложенные в данном сообщении результаты по умножению фототока при обратном смещении могут представить интерес с точки зрения использования изученных МДП структур не только как детекторов излучения, но и как детекторов водорода и водородосодержащих газов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] R. A. Clarke, J. Shewchun. J. Sol. St. Electron., 14, 957 (1971).
- [2] J. Shewchun, R. A. Clarke. Sol. St. Electron., 17, 213 (1974).
- [3] M. A. Green, J. Shewchun. Sol. Sr. Electron., 17, 349 (1974).
- [4] А. Я. Вуль, С. В. Козырев, В. И. Федоров. ФТП, 15, 142 (1981).
- [5] А. Я. Вуль, В. И. Федоров, Ю. Ф. Бириюлин, Ю. С. Зинчик, С. В. Козырев, И. И. Сайдашев, К. В. Санин. ФТП, 15, 525 (1981).
- [6] С. К. Chow. J. Appl. Phys., 34, 2599 (1963).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 27, вып. 7, 1993

ТЕНЗОСВОЙСТВА ДИОДОВ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ ПРИ ВСЕСТОРОННЕМ ГИДРОСТАТИЧЕСКОМ СЖАТИИ

А. Абдураимов, С. З. Зайнабидинов, О. О. Маматкаримов, О. Химматкулов

Ташкентский государственный университет им. В. И. Ленина, 700095, Ташкент, Узбекистан
(Получено 14 января 1992 г. Принято к печати 26 января 1993 г.)

В последние годы достигнуты значительные успехи в разработке и применении тензопреобразователей на основе барьеров Шоттки (БШ), однако остается ряд нерешенных вопросов, связанных с механизмом тензоэффекта и повышением тензочувствительности таких приборов. Большая часть результатов экспериментальных исследований и практических разработок, имеющих в литературе,