

$p-p^+$ -контакта к n^+-p -переходу. Из-за перераспределения внешнего напряжения между базой и инжектирующим n^+-p -гетероконтактом при действии магнитного поля уменьшается также ток инжекции [3]. Проявление магнитодиодного эффекта по своему действию в данном случае эквивалентно переходу к низкому уровню инжекции, когда $\Delta n(z) < p_0$. Вклад в фототок дают носители заряда, генерированные фотонами практически из всего диапазона энергий $h\nu_1 \div h\nu_2$.

Увеличение напряженности встроенного вазризонного поля $\mathcal{E} = -\frac{1}{qd} \Delta E_p$ за счет роста E_p^{\max} приводит к возрастанию фототока и сдвигу максимума (при $B=0$) и длинноволновой границы широкого спектра (при $B \neq 0$) фоточувствительности в область больших энергий.

Изучен вклад гальваномагниторекомбинационного эффекта в степень деформации спектральной характеристики ИФД. Если на одной из граней базы создана область с высокой скоростью рекомбинации и магнитное поле направлено таким образом, что носители отклоняются к этой грани, то с ростом магнитной индукции B интенсивность расширения спектра фоточувствительности возрастает по отношению к спектрам структур с одинаковой скоростью поверхностной рекомбинации на всех гранях кристалла. Когда носители заряда смещаются магнитным полем к грани с низкой скоростью поверхностной рекомбинации, спектр фоточувствительности остается селективным и в некоторых случаях сужается.

Показано, что магнитное поле деформирует спектральную характеристику фоточувствительности инжекционного фотодиода с вазризонной базой.

Список литературы

- [1] Анисимова И. Д., Викулин И. М., Зайтов Ф. А., Курмашев Ш. Д. Полупроводниковые фотоприемники. М., 1984. 216 с.
- [2] Пека Г. П., Пулеметов Д. А., Радзивилук В. А., Смоляр А. Н., Шимулите Е. А. ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 150—152.
- [3] Стафеев В. И., Каракушан Э. И. Магнитодиоды. М., 1975. 215 с.

Учебно-научно-производственный центр ОГУ
им. И. И. Мечникова
Одесса

Получено 19.06.1989
Принято к печати 4.10.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В КРЕМНИИ, ВЫРАЩЕННОМ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ

Кирдяшквина Л. А., Кюрегян А. С., Шлыгин П. Н., Юрков С. Н

Измерениям коэффициентов ударной ионизации (УИ) электронами α_n и дырками α_p в Si посвящено более 30 работ, однако необходимые для практических целей точность и достоверность результатов до сих пор не достигнуты. Расхождения данных разных авторов значительно превышают указываемые ими погрешности эксперимента и достигают порядка величины по значениям α или 20 % по напряженности поля E при $E \leq 2 \cdot 10^5$ В/см. В принципе эти расхождения могут быть вызваны влиянием на УИ каких-либо параметров Si сильно различающихся у разных авторов, но обычно неконтролируемых при измерениях α . В высокоомном Si, используемом для измерений α в относительно слабых полях, важнейшими среди таких параметров являются концентрации кислорода N_O и углерода N_C . Эти примеси могут влиять на величину усредненных по большому объему значений α (которые и находятся экспериментально) за счет локального усиления поля вблизи кислородных преципитатов, плот-

ность и размеры которых существенно зависят от N_0 , N_C и способа выращивания монокристаллов [1].

Для проверки этого предположения мы провели измерения зависимостей (E) методом фотоумножения в лавинных фотодиодах, изготовленных из бездислокационного кремния, выращенного методами Чохральского, бестигельной зонной плавки с различным содержанием кислорода и углерода, а также из радиационного легированного Si (РЛК). Необходимость исследования УИ в РЛК вызвана появлением сообщений о якобы более высокой электрической прочности этого материала [2]. Исходные монокристаллы подбирались таким образом, чтобы содержание кислорода и углерода изменялось в возможно более широких пределах (см. таблицу), а удельное сопротивление ρ —

Параметры исходных монокристаллов кремния

№ монокристалла	Метод выращивания	ρ , Ом · см	$N_0 \cdot 10^{-16}$, см $^{-3}$	$N_C \cdot 10^{-16}$, см $^{-3}$
Г971	} Чохральского {	61	90	16
Д421		54	77	4.0
БГ621	БЗП	48	5.0	13
БГ991	БЗП	74	3.3	2.7
БНС091	РЛК	56	2.2	2.1

в возможно более узких для уменьшения влияния систематических ошибок измерений. С этой же целью изготовление всех p — n -переходов проводилось в одном технологическом процессе (диффузия бора с алюминием из поверхностного источника в шлифованные пластины при 1300 °С в течение 30 ч). После диффузии из центральных областей пластин, содержащих минимальное количество «технологических» дислокаций, вырезались диски диаметром 1—2 см, на которых для защиты от поверхностного пробоя снималась обратная фаска под углом 30°, поверхность которой травилась до зеркального блеска и покрывалась компаундом КЛТ-30. Из изготовленных таким образом фотодиодов отбирались образцы, в которых неоднородность умножения по площади, контролируемая с помощью сканирующего оптического микроскопа [3], не превышала 10 % при максимальных напряжениях.

Распределение электрического поля $E(x)$ в области пространственного заряда (ОПЗ) рассчитывалось на основе экспоненциальной аппроксимации диффузионного профиля

$$N(x) = N_d [1 - \exp(-x/\lambda)]. \quad (1)$$

Значения параметра λ и концентрации доноров в базе N_d определялись методом наименьших квадратов при подгонке рассчитанных с использованием (1) C — V -характеристик к экспериментальным аналогично работе [4]. Зависимости фототоков электронов J_ϕ^n и дырок J_ϕ^p от напряжения измерялись при освещении p - и n -слоев фотодиодов излучением He—Ne-лазера с длиной волны 0.63 мкм, модулированным с частотой около 800 Гц. Для увеличения коэффициентов сбора электронов k_n и дырок k_p перед этими измерениями стравливались приповерхностные слои толщиной около 50 мкм в центральных областях фотодиодов. Коэффициенты лавинного умножения электронов M_n и дырок M_p вычислялись по формулам

$$M_n = \frac{J_\phi^n}{J_\phi^n} \left[1 - A \int_{-x_p}^0 N(x) dx \right], \quad (2)$$

$$M_p = \frac{J_\phi^p}{J_\phi^p} \exp(-w_n/L_p), \quad (3)$$

где $J_\phi^{n,p}$ — фототоки при нулевом смещении, w_n и w_p — толщины ОПЗ в n - и p -слоях, L_n — диффузионная длина дырок в n -слое, A — постоянная для

данного диода величина, зависящая от толщины p -слоя, скорости поверхностной рекомбинации и подвижности электронов. Дополнительные множители в (2), (3) описывают изменения величин $k_n, p, (U)$, вызванные расширением ОПЗ с ростом U . При выводе этих формул мы учитывали, что толщина n -слоя $d \gg L_p$, а время пролета электронов через тонкий p -слой со встроенным полем много меньше их времени жизни. Значения величин J_0^n, p, A и L_p определялись путем подгонки расчетных зависимостей $J_{\phi}^{n, p}(U)$ к экспериментальным в области малых напряжений (где $M_{n, p} - 1 \ll 1$), типичный пример которой приведен на рис. 1.

Полученные описанным способом коэффициенты лавинного умножения связаны с $\alpha_{n, p}$ известным соотношением [5]

$$\ln \frac{M_n}{M_p} = \int_{-w_p}^{w_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx = \int_0^{E_M} [\alpha_n(E) - \alpha_p(E)] \frac{dw(E_M - E)}{dE_M} dE, \quad (4)$$

где E_M и w — максимальная напряженность поля в ОПЗ и ее толщина. В наших образцах $E_M \leq 2 \cdot 10^5$ В/см, поэтому $\alpha_p \leq (0.05 - 0.01) \alpha_n$ [5, 6], т. е. уравнение (4) фактически позволяет определить зависимость $\alpha_n(E)$. Это и было проделано для всех групп образцов путем численного решения интегрального уравнения (4) относительно α_n методом, анало-

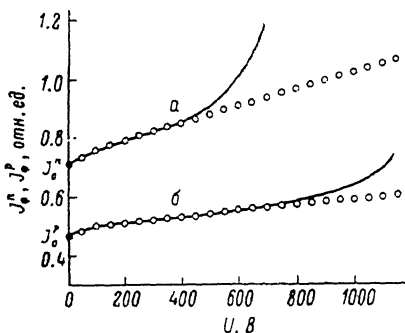


Рис. 1. Зависимость фототоков электронов (а) и дырок (б) от напряжения для образца Г971-1-ЛЗ.

Сплошные линии — эксперимент, точки — расчет по формулам (2), (3) без учета лавинного умножения.

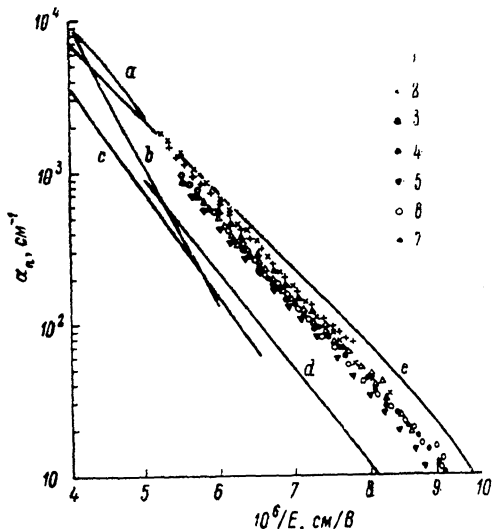


Рис. 2. Зависимости коэффициентов ударной ионизации электронами по данным работ (а), [3] (б), [5] (с), [8] (д), [6] (е) и по нашим данным для различных марок кремния. 1 — Г971; 2 — Д421; 3 — БГ991; 4, 5 — БГ92; 6, 7 — БНС991.

гичным описанному в работе [7]. Результаты приведены на рис. 2, где изображены также опубликованные ранее зависимости $\alpha_n(E)$. Как видно, в пределах ошибки эксперимента (которая по нашим оценкам не превосходит 4% по напряженности поля) зависимости $\alpha_n(E)$ совпадают для всех марок кремния и очень хорошо аппроксимируются функцией

$$\alpha_n(E) = \bar{\alpha}_n \exp(-\bar{E}_n/E). \quad (5)$$

Значения постоянных $\bar{\alpha}_n = 6.61 \cdot 10^5$ см⁻¹ и $\bar{E}_n = 1.24 \cdot 10^6$ В/см, полученные подгонкой (5) ко всем нашим результатам методом наименьших квадратов, практически совпадают с усредненными по наиболее достоверным литературным данным значениями, приведенными в [10]. Таким образом, наиболее вероятной причиной значительных расхождений опубликованных результатов измерений коэффициентов УИ в кремнии является не вариация неконтролируемых параметров монокристаллов, а систематические ошибки экспериментов.

Мы благодарны С. Г. Джиоевой за подбор исследованных кристаллов и активную помощь в изготовлении образцов.

- [1] Pinizzotto R. F., Marks S. // Defects in Semiconductors. Amsterdam, 1983. V. 14. P. 147—152.
- [2] Platzoder K., Loch K. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1976. V. ED-23. N 8. P. 805—808.
- [3] Джиоева С. Г., Кюрегян А. С., Шлыгин П. Н. // Тр. ВЭИ. М., 1980. № 90. С. 101—111.
- [4] Van Overstraeten R., De Man H. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 5. P. 583—608.
- [5] Lee C. A., Lagan R. A., Batdorf R. L., Kleimack J. J., Wiegman W. // Phys. Rev. 1964. V. A134. N 3. P. 761—773.
- [6] Кузьмин В. А., Крюкова Н. Н., Кюрегян А. С., Мнацаканов Т. Т., Шуман В. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 4. С. 735—738.
- [7] Grant W. N. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 10. P. 1189—1203.
- [8] Ogawa T. // Japan. J. Appl. Phys. 1965. V. 4. N 7. P. 473—484.
- [9] Robbins V. H., Wang T., Brennan K. F., Hess K., Stillman G. E. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 12. P. 4614—4617.
- [10] Кюрегян А. С., Юрков С. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1819—1827.

союзный электротехнический институт
им. В. И. Ленина
Москва

Получено 20.07.1989
Принято к печати 4.10.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ВКЛЮЧЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ МИКРОПЛАЗМ В КРЕМНИИ

Гярулайтис Д. А., Намаюнас А. М., Тамашявичене З. Н.,
Тамашявичюс А. В.

Лавинный пробой реальных полупроводниковых структур при небольших пере напряжениях проходит по так называемым микроплазмам (МП), представляющим собой микроскопические области повышенной ионизации [1]. Основным свойством МП является стохастическая неустойчивость пробоя, т. е. случайный характер включения и выключения лавины. Возникновение МП связано с различного рода дефектами кристалла, например дислокациями, скоплениями точечных дефектов и т. п. Микроплазменный пробой оказывается чувствительным к введению радиационных дефектов (РД) [2-6]. Обнаружено, что облучение частицами или квантами высоких энергий, вызывающими радиационные нарушения, меняет тонкую структуру вольтамперной характеристики [3, 4], напряжение пробоя [5], последовательное сопротивление [4, 6], а также вероятность включения МП [6].

Следует заметить, что практически все исследования [3-6] влияния РД проводились на естественных МП.¹ В то же время известно [1], что электрическое поведение необлученных естественных МП и искусственных МП ($p-n$ переходов малой площади) является тождественным. Статистический характер процессов включения и выключения МП обусловлен не конкретной их природой, а малостью объема лавинного пробоя. Искусственные МП выгодно отличаются от естественных МП хорошо известной геометрией лавинной области и технологической воспроизводимостью электрических параметров. Поэтому выбор искусственных МП в качестве объекта исследования микроплазменных радиационных эффектов является предпочтительным. Искусственные МП, кроме удобной физической модели, представляют также самостоятельный интерес, поскольку такие структуры применяются в технике генерирования шумов.

¹ Пока единственным исключением является работа [2], в которой исследовалось влияние РД на искусственные МП. Однако в [2] измерялась частота микроплазменных колебаний, которая нелинейно связана как с вероятностью включения, так и с вероятностью выключения.