

- Якимов, Б. Фойхтлендер // ФТП. — 2000. — Т. 34, №11. — С.1281–1289.
8. *Kailer A.* Raman microspectroscopy of nanocrystalline and amorphous phases in hardness indentations/ A. Kailer, G. N. Klaus, Yu. G. Gogotsi // J. Raman Spectrosc. — 1999. — Vol.30. — P. 939–946.
9. Свойства самоорганизованных SiGe-наноструктур, полученных методом ионной имплантации / Ю.Н. Пархоменко, А.И. Белогорохов, Н.Н. Герасименко [и др.] // ФТП. — 2004. — Т.38, №5. — С. 593–599.

УДК 621.315.592

Уколов А.И., Надточий В.А., Сысоев Д.В.

¹ аспирант кафедры физики, ГВУЗ «ДГПУ»

² доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой физики, ГВУЗ «ДГПУ»

³ студент 5 курса физико-математического факультета, ГВУЗ «ДГПУ»

e-mail: ukolov_aleksei@mail.ru

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ МОНОКРИСТАЛЛА ГЕРМАНИЯ

В работе показана возможность практического использования фотоэлектрического метода для определения диффузионной длины неосновных носителей заряда в приповерхностных слоях полупроводников. Выполнены теоретические расчеты концентрации неравновесных носителей заряда за пределами области их генерации.

Ключевые слова: германий, дефекты, дислокации, диффузионная длина.

Введение

Дефекты структуры в полупроводниковых кристаллах (дислокации, кластеры из точечных дефектов, границы раздела), являясь эффективными центрами рекомбинации, могут существенно изменять концентрацию носителей заряда и их основные характеристики — время жизни τ , диффузионную длину пробега L_D , подвижность μ и коэффициент диффузии D . Указанные дефекты могут создаваться при различных видах обработки поверхности: при резании, шлифовании и полировании, облучении частицами высоких энергий (ионами, протонами, электронами). Поскольку большинство полупроводниковых приборных структур реализуется именно в тонких приповерхностных слоях, важным представляется вопрос контроля их степени дефектности.

© Уколов А.И., Надточий В.А., Сысоев Д.В., 2014

Основная часть

В данной работе для измерения диффузионной длины неосновных носителей заряда L_D использован фотоэлектрический метод, основанный на облучении поверхности кристалла сфокусированным световым лучом в узкую полосу или круглое пятно. В качестве источников света использовали лампу накаливания или твердотельный лазер. Известно [1], что излучение вольфрамовой нити накаливания можно считать слабопоглощающимся в кристалле Ge и поэтому проникает вглубь образца до 5 мм, поскольку большая часть спектра находится в инфракрасном диапазоне. Излучение от лазерного источника происходит на длине волны $\lambda = 640$ нм и глубина генерации неравновесных носителей заряда составляет всего 0,5 мкм. Эти данные важны для анализа области генерации этими источниками неравновесных носителей заряда (рис.1).

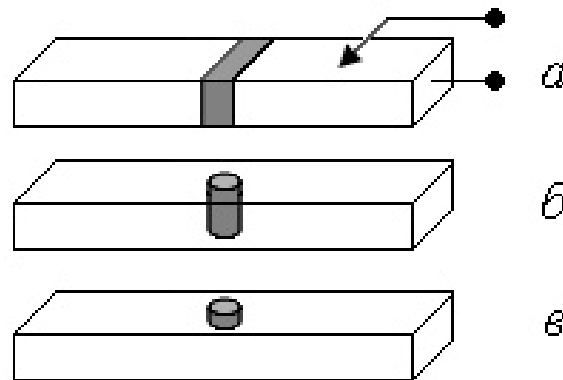


Рис. 1: Геометрия области генерации неравновесных носителей заряда в полупроводниковом образце Ge : а,б — от нити накаливания; в — от полупроводникового гетеролазера на основе $AlGaAs$

В случае (рис.1,а), теория которого описана в [2], очень узкая область полупроводника освещается световой полосой, так что во всем объеме освещенной области происходит равномерная генерация электронов и дырок. При этом на геометрические размеры освещенной области накладываются ограничения $l \gg w$ и $x \gg L_D$, где l — длина, а w — ширина световой полосы на поверхности кристалла, x — расстояние от световой полосы до коллекторного зонда. Эти ограничения затрудняют применение данного метода для малых по площади структур или тонких дефектных слоев на поверхности кристаллов. Однако этот вопрос можно решить, сфокусировав поток освещения в пятно очень малого диаметра. В таком случае изменится зависимость распределения концентрации неосновных носителей заряда, например Δn для $p - Ge$ от расстояния x .

Определим концентрацию избыточных электронов Δn в результате точечного освещения полупроводника из решения уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n + g, \quad (1)$$

где $\Delta n / \tau_n$ – слагаемое, учитывающее рекомбинацию носителей; $\operatorname{div} j / e$ – дивергенция потока неосновных носителей; g – скорость генерации носителей светом. В стационарном случае $\partial \Delta n / \partial t = 0$ и распределение концентрации неосновных носителей вдоль оси x в неосвещенной части образца ($g=0$), сводится к уравнению

$$-\frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n = 0. \quad (2)$$

Так как

$$\operatorname{div} j_n = e \mu_n E \operatorname{grad} \Delta n + e D_n \operatorname{div}(\operatorname{grad} \Delta n), \quad (3)$$

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad} \Delta n) + \frac{L_E}{L_D^2} \operatorname{grad} \Delta n - \frac{\Delta n}{L_D^2} = 0, \quad (4)$$

где L_E – дрейфовая длина неосновных носителей заряда. Тогда распределение концентрации неравновесных носителей заряда по плоскости:

$$\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial y^2} + \frac{L_E}{L_D^2} \left(\frac{\partial \Delta n}{\partial x} + \frac{\partial \Delta n}{\partial y} \right) - \frac{\Delta n}{L_D^2} = 0. \quad (5)$$

В случае, когда носители заряда генерируются круглым световым пятном ($x = y$), уравнение (5) преобразуется к виду:

$$2 \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{L_D^2} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - 2 \frac{\Delta n}{L_D^2} = 0. \quad (7)$$

Общим решением этого уравнения является

$$\Delta n = C_1 \exp^{\alpha_1 x} + C_2 \exp^{\alpha_2 x}, \quad (8)$$

при $x \geq 0$ и $L_E \rightarrow 0$

$$\Delta n = C \exp^{\frac{x}{\sqrt{2} L_D}}. \quad (9)$$

Полученное выражение (9) использовали для определения L_D для примеров (б,в), а для примера (а) формулу [2]

$$\Delta n = C \exp^{\frac{x}{L_D}}. \quad (10)$$

Уменьшение величины Δn вблизи поверхности в результате создания дефектов структуры и увеличения скорости рекомбинации в приповерхностном слое [3] сказывается только на расстоянии не более L_D вдоль поверхности от области генерации, что учитывалось выбором величины x при измерениях. Экспериментальную проверку выполнения равенства (9) проводили на образцах $p-Ge$ с удельным сопротивлением $\rho = 40 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, размерами $3 \times 4 \times 10 \text{ мм}$ с введенными в приповерхностный слой деформационными дефектами по методике [3]. Измерения выполнены при различной геометрии области генерации неравновесных носителей заряда на разработанном устройстве [4], позволяющем определять основные параметры рекомбинации носителей заряда на одном измерительном столике, используя необходимые методики. В отличие от [2], в устройстве измерения L_D (рис.2) применен изготовленный авторами высокостабильный по частоте модулятор интенсивности света (рис.2,в) на основе камертонного генератора. Использован камертон (1) с собственной частотой колебаний $f_0 = 294 \text{ Гц}$.

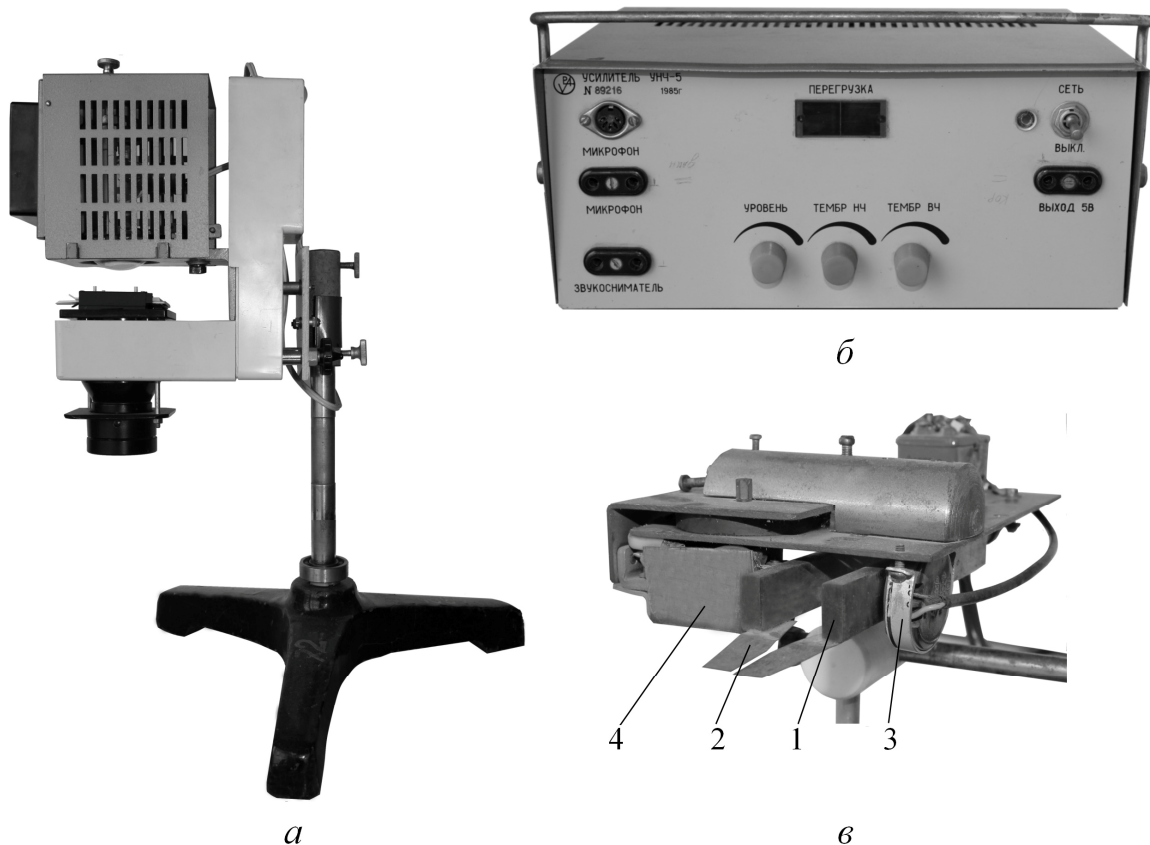


Рис. 2: Используемые приборы для оптических измерений L_D : а – осветитель с конденсором, щелевой диафрагмой и объективом; б – усилитель УНЧ-5; в – камертонный прерыватель

На концах его вибраторов были напаяны тонкие пластинки (2), между которыми создавался узкий зазор в виде щели. По обеим сторонам вблизи вибраторов крепились малогабаритный динамический микрофон (3) и электромагнит (4); микрофон включали на вход низкочастотного усилителя (рис.2,б), а к его выходу — в цепь обратной связи - электромагнит, чем обеспечивали самовозбуждение генератора. При соблюдении определенных условий [5] в подобного вида автогенераторах [5] можно добиться практически реализуемой стабильности частоты на порядок более высокой, чем в LC — и RC — генераторах. При узкой полосе пропускания усилителя существенно повышается соотношение сигнал/шум.

По полученным данным построены графики зависимостей логарифма напряжения в коллекторной цепи $\lg U$ от координаты x (рис.3). Для определения изменений концентрации неосновных носителей $\Delta n \sim \lg U$, связанной с рекомбинацией в приповерхностном слое, измерения проводили в интервале $0 < x < L_D$.

На рис.3 наблюдаются небольшие разбросы значений $\lg U$ при различных условиях генерации неравновесных носителей заряда.

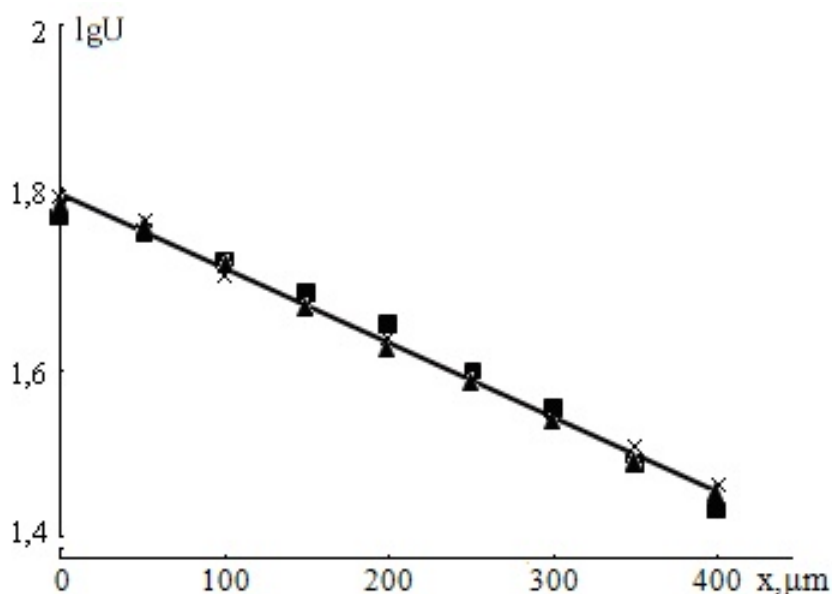


Рис. 3: График зависимости $\lg U(x)$ при различной геометрии области генерации неравновесных носителей заряда: ■ — освещение тонкой полосой света $\omega = 0,1$ мм с плоской областью генерации неравновесных носителей заряда, × — освещение малым световым пятном с цилиндрической областью генерации по всей толщине образца, ▲ — освещение малым световым пятном с цилиндрической областью генерации на глубине до 0,5 мкм

Выводы

Таким образом, в работе показана возможность применения фотоэлектрического метода для измерения параметров неравновесных носителей заряда в тонких приповерхностных слоях с повышенной концентрацией структурных дефектов. Переход к точечному освещению образца позволяет получать такую информацию на малых по площади структурах, таких как полупроводниковые интегральные схемы.

Литература

1. *Козелкин В.В.* Основы инфракрасной техники / В.В. Козелкин, И.Ф. Усольцев. — М.: Высшая школа, 1985. — 463 с.
2. *Павлов Л. П.* Методы измерения параметров полупроводниковых материалов / Л.П. Павлов. — М.: Высшая школа, 1987. — 239 с.
3. *Nadtochiy V.* Microplasticity and electrical properties of subsurface layers of diamond-like semiconductors strained at low temperatures / V. Nadtochiy, N. Golodenko, N. Nechvolod // *Functional Materials*. — 2003. — V.10, №4. — P. 702–706.
4. *Надточий В.А.* Устройство для измерения параметров рекомбинации неравновесных носителей заряда в приповерхностных слоях монокристаллов Ge / В.А. Надточий, А.И. Уколов // *Вісник Харківського національного ун-ту, серія «Фізика»*. — 2012. — №1020, в.17. — С. 87–90.
5. *Лугвин В. Г.* Элементы современной низкочастотной электроники / В.Г. Лугвин. — М.: Энергия, 1970. — 88 с.