

Ю.Е. ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат. наук,

Б.Г. БОРОДИН, канд. техн. наук, В.И. СМУГЛИЙ

СВЧ-ФОТОМОДУЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Безэлектродная диагностика полупроводников, основанная на применении техники СВЧ, характеризуется рядом достоинств, включая применимость без специализации для любых полупроводниковых материалов, широкий диапазон допустимых значений удельного сопротивления, отсутствие жестких требований к геометрии образцов и др. Однако в этой области имеются и специфичные проблемы, к числу которых следует отнести: соответствие качественных и количественных оценок, получаемых при безэлектродном исследовании явлений переноса на СВЧ, их низкочастотной природе; корректность интерпретации СВЧ-сигналов в терминах кинетических параметров материала; возможность организации исследований с высокой локальностью и т.п. Несмотря на значительное количество работ по развитию техники безэлектродного измерения времени жизни носителей в полупроводниках [1- 4], пока отсутствует количественная оценка адекватности кинетики СВЧ-сигнала фотопроводимости соответствующей кинетике концентрации фотогенерированных носителей. Не осуществлена метрологическая оптимизация метода и систематизация требований к СВЧ-измерительному преобразователю в соответствии с основными задачами диагностики рекомбинационных процессов. Нами проводится решение этих задач.

Наиболее распространенным приемом создания неравновесной концентрации носителей заряда в полупроводниках для исследования рекомбинационных процессов является их фотогенерация с последующей регистрацией сигналов фотопроводимости. При этом весьма часто применяются как волноводные [3; 4], так и резонаторные [1; 2; 5] (РИП) измерительные преобразователи. Последние отличаются более высокой чувствительностью. Однако, в обоих случаях необходимо обратить внимание на то об-

стоятельство, что при СВЧ-смещении фотопроводимость материала может порождать две разновидности сигналов в СВЧ-трактах. Одна связана с поглощением СВЧ-энергии фотоносителями, другая — с их влиянием на фазовые соотношения. Например, в РИП фотопроводимость материала вызывает изменение добротности резонатора и изменение его резонансной частоты. В общем случае (в том числе и для высокоомных полупроводников) при однородной фотогенерации носителей по объему образца необходимо исходить из следующих выражений для названных сигналов:

$$\frac{\Delta Q_{\phi}}{Q_1} = Q_1 \frac{\sigma_1}{\omega_1 \varepsilon_0} \eta \left(\frac{\Delta \sigma_{\phi}}{\sigma_1} \right) + K \Delta \eta_{\phi}; \quad (1)$$

$$\left(\frac{\Delta \omega_{\phi}}{\omega_1} \right) = \Delta \varepsilon_{\phi} \eta + (\varepsilon_1 - 1) \Delta \eta_{\phi}, \quad (2)$$

где Q_1 — добротность РИП с образцом; σ_1, ε_1 — удельная электропроводность и относительная диэлектрическая проницаемость образца; ω_1 — рабочая резонансная частота РИП с образцом; $\Delta \sigma_{\phi} / \sigma_1$ — относительная фотопроводимость материала;

$$\eta = \frac{\int_{V_1} E_1^2 dV}{\int_{V_0} E_0^2 dV} \text{ — коэффициент заполнения поля резонатора образцом.}$$

Величины с индексом “ф” характеризуют модуляцию соответствующих параметров фотопроводимостью образца. А индексы “1” и “0” соответственно относятся к образцу и основной части резонатора. В приведенных выражениях, в частности, учтена и модуляция коэффициента заполнения поля. В простейшей проходной [5] схеме выделения сигнала фотопроводимости полупроводников при СВЧ-смещении сигнал на выходе СВЧ-детектора фор-

мируется обеими составляющими. Причем в зависимости от исходной настройки РИП фоторасстройка $(\Delta\omega_{\phi}/\omega_1)$ будет на выходе СВЧ-детектора давать синфазный или противофазный по отношению к $(\Delta Q_{\phi}/Q_1)$ сигнал. Детальные количественные исследования позволяют определить оптимальные условия суммирования этих сигналов.

Кинетика сигнала фотопроводимости при СВЧ-смещении соответствует кинетике концентрации фотогенерированных носителей при условии $(\Delta\sigma_{\phi}/\sigma_1) \ll 1$. Однако в ряде экспериментальных исследований это условие не обеспечивается. Например, при температурных исследованиях высокоомных полупроводников, когда σ_1 сильно изменяется с температурой, а $\Delta\sigma_{\phi}$ фиксирована постоянством источника освещения; при исследовании неоднородно легированных полупроводников; при необходимости исследования рекомбинационных процессов в условиях сильного фотовозбуждения. Для случаев невыполнения этого условия необходимо отдельно оценивать для данной техники СВЧ-регистрации фотопроводимости соответствие сигналов кинетике концентрации фотовозбужденных носителей.

Экспериментальные исследования свидетельствуют о том, что форма сигнала кинетики фотопроводимости в указанных случаях может существенно отличаться от общеизвестной, как для волноводных, так и для резонаторных ИП (см. вставной фрагмент рис. 1). При этом их традиционное использование для исследования рекомбинационных процессов теряет смысл и возникает вопрос об адекватности исследований на СВЧ обычной низкочастотной методике. На существование такого несоответствия при применении измерительных преобразователей волноводного типа уже указывалось в работах [3; 4]. Однако в полной мере эта проблема ранее не обсуждалась, и отсутствуют рекомендации по ее решению. Поэтому воспользуемся более общими, чем (1), (2), соотношениями для анализа реакции РИП.

Ранее было показано [6], что РИП на основе регулярных СВЧ-резонаторов с идеальным заполнением поперечного сечения образцом с высокой точностью описывается уравнениями вида

$$i h \gamma_1 z_1 = Y_{12} \frac{i h \gamma_2 h_2 + Y_{21} i h \gamma_1 H}{1 + Y_{21} i h \gamma_2 h_2 i h \gamma_1 H} \quad (3)$$

Здесь величины с индексами "1" и "2" относятся к незаполненной и заполненной образцом областям резонатора соответственно; $\gamma_m = \alpha_m + j\beta_m$ — комплексная постоянная распространения в соответствующих областях резонатора для рабочего вида колебаний; h_2 — толщина образца; H, z_1 — расстояние, характеризующие положение образца в резонаторе; $Y_{mn} = \gamma_m / \gamma_n$.

Уравнения такого вида численно решаются относительно Q_1 и ω_1 (т. е. добротности и резонансной частоты) и позволяют исследовать влияние фотопроводимости образца на эти параметры резонатора. Аналогичные уравнения можно представить для измерительных преобразователей волноводного типа при идеальном заполнении поперечного сечения образцом. В связи с их математическим подобием и общностью физических процессов выводы из численных исследований РИП можно в качественном представлении распространить и на волноводные ИП.

Численное определение сигналов фотопроводимости $\Delta Q_\phi / Q_1$ и $\Delta \omega_\phi / \omega_1$ из уравнений типа (3) осуществимо только в предположении однородного распределения фотогенерированных носителей по толщине образца (слабое фотопоглощение). При сильном поглощении возбуждающего излучения распределение фотопроводимости неоднородно, и соответствующие исследования необходимо проводить, пользуясь системами уравнений [6], вытекающих из условного разделения образца по толщине на однородно возбуждаемые области.

На рис. 1 представлена та часть результатов численного исследования, которая в наибольшей степени иллюстрирует обсуждаемый аспект. Из них видно, что для высокоомных образцов ($tg\delta_1 \ll 1$) эти сигналы сильно зависят от степени включения образца в поле резонатора, которое в данном случае характеризуется величиной $\beta_1 H$. В отличие от обычно принятых простых оценок их зависимости имеют разные уровни максимальных значений для различных $tg\delta_1$ и $\beta_1 h_2$, и наблюдается смена знака обоих сигналов. Такие результаты вполне объясняются влиянием электропроводности полупроводникового образца на распределение поля в СВЧ-резонаторе и четко подтверждаются экспериментальными данными.

В рассматриваемом аспекте следует обратить внимание на близости областей максимума сигналов $\Delta Q_\phi / Q_1$ и $\Delta \omega_\phi / \omega_1$ по значению $\beta_1 H$

Практически это означает, что при настройке РИП по максимуму сигнала фотопроводимости на выходе СВЧ-детектора можно наблюдать различные варианты суперпозиции указанных составляющих.

Для высокой адекватности исследований необходимо настраивать РИП на значения $\beta_1 H$, для которых указанные составляющие дают синфазные сигналы с СВЧ-детектора. Чтобы уяснить причину искажения формы кинетики сигнала фотопроводимости для высокоомных образцов, следует учесть, что для таких образцов стационарное значение фотопроводимости может существенно превышать равновесную электропроводность. Поэтому при переключении фотовозбуждения в форме сигнала может проявляться смена знака одной или обеих составляющих. Результирующий сигнал на выходе СВЧ-детектора при этом отличается характерными "выбросами" на фронте и срезе импульса кинетики (см. вставной фрагмент рис. 1).

Уравнения типа (3) позволяют достаточно точно описывать РИП на основе регулярных волноводов (прямоугольных, цилиндрических, коаксиальных) или соответствующих измерительных преобразователей волноводного типа с расположением образца на открытом торце и короткозамыкающей пластиной снаружи [3;4]. Для описания РИП емкостного типа с коаксиальной геометрией измерительной апертуры [1] обычно используют вычисление комплексной емкости, вносимой в резонатор полупроводниковым образцом, по формуле [7]

$$\tilde{c} = \frac{2\pi\epsilon_0 R_2}{\ln R_2 / R_1} \int_0^\infty \frac{J_0(\chi R_1) - J_0(\chi R_2)}{\chi} J_1(\chi R_1) (i h \gamma_1 z_1)^{-1} d\chi, \quad (4)$$

где R_2 — радиус измерительной апертуры связи РИП с образцом; R_1 — радиус емкостного штыря резонатора; J_0, J_1 — функции Бесселя соответствующего порядка.

Следует заметить, что качественные выводы из исследования таких РИП можно распространить и на другие варианты их геометрии, у которых ярко выражен квазистатический характер поля в области образца.

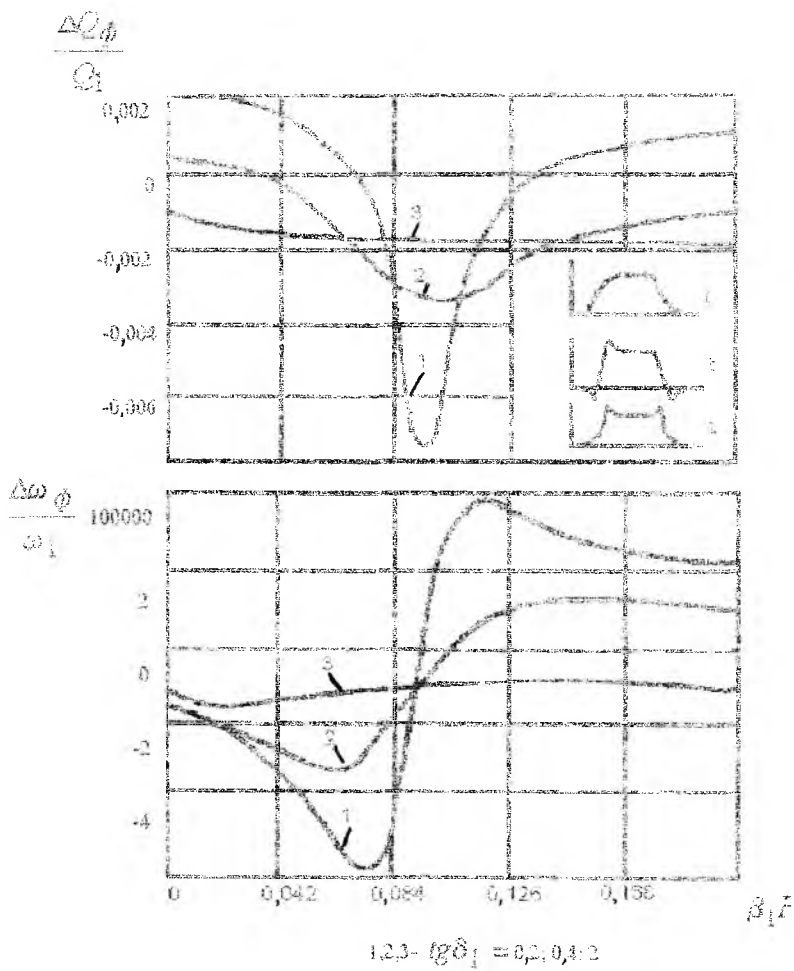


Рис. 1

Представленные на рис. 2 результаты численных исследований показывают, что и для ИП емкостного типа существуют области значений $tg\delta_1$ образцов, для которых наблюдается противоположный знак сигнала фотопроводимости. Сигналы фоторасстройки при этом не обнаруживают смену знака.

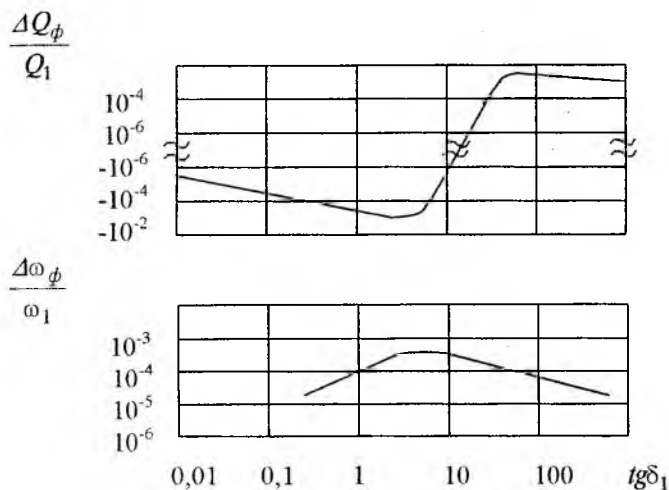


Рис. 2

Таким образом, чтобы обеспечить соответствие кинетики сигналов фотопроводимости при СВЧ-смещении кинетике фотогенерируемых носителей заряда, необходимо поддерживать низкий уровень фотовозбуждения в относительных единицах $\Delta\sigma_\phi/\sigma_1 < 10^{-4} \dots 10^{-3}$ либо соблюдать следующие условия: 1) рабочая частота РИП с волновым взаимодействием должна выбираться из условия $tg\delta_1 \ll 1$, а включение образца в его поле не должно превышать области начала резкого спада обоих сигналов с последующей сменой знака; 2) рабочая частота РИП с емкостным взаимодействием должна выбираться из условия $10 < tg\delta_1 \leq 0.1$, а при $tg\delta_1 > 10$ необходимо обеспечивать синфазность обоих сигналов с СВЧ-детектора. При их выполнении достигается соответствие временных соотношений в кинетике рекомбинационных процессов и сигналов фотопроводимости при СВЧ-

смещении. Соответствие количественных параметров сигналов и количественных соотношений должно устанавливаться в каждом конкретном случае отдельно из решения уравнений (3) или (4). Необходимость использовать более точную теорию РИП апертурного типа [8] возникнет, по видимому, только в случае проведения абсолютных измерений и невозможности экспериментальной калибровки по стандартным образцам.

К основным задачам диагностики рекомбинационных процессов в полупроводниках можно отнести: 1) измерение эффективного времени жизни $\tau_{эфф}$ неравновесных носителей в исходных материалах (слитки, пластины, эпитаксиальные структуры) в условиях, близких к условиям функционирования; 2) контроль состояния поверхности по скорости поверхностной рекомбинации; 3) исследование влияния различных факторов, включая уровень неравновесности, на объемное время жизни τ и скорость поверхностной рекомбинации S . Первые две задачи связаны непосредственно с практическими потребностями входного контроля в технологии, тогда как последняя носит наиболее общий характер и, соответственно, самая сложная.

Так как большинство полупроводниковых элементов и устройств функционируют в режимах, выходящих за условия малых возмущений, то в практическом отношении важны оценки τ и S при соответствующих уровнях неравновесности.

При измерении τ и S по кинетике спада фотопроводимости уровень фотовозбуждения определенным образом влияет на отсчет времени спада и "е" раз, что приводит к существенным погрешностям оценки $\tau_{эфф}$ при искажении сигнала кинетики эффектами СВЧ-способа его выделения.

Фазовый метод измерения $\tau_{эфф}$ [11] не ориентирован на уровень фотовозбуждения в отсчете измеряемой величины и, по-видимому, будет извращен от погрешностей, связанных с вхождением в высокие уровни, поскольку фазовые измерения обычно организуются по временному смещению характерных точек синусоиды. Для более полной по сравнению с приведенной в литературе оценки его возможностей проведем подробное рассмотрение основных соотношений.

Записываем одномерное уравнение непрерывности (например, для электронов) при условии гармонически модулированного фотовозмущения в виде

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau} + G_0 [1 - \exp(j\omega t)] \exp(-\alpha x), \quad (5)$$

где Δn — концентрация избыточных электронов; D — коэффициент диффузии; ω — частота модуляции потока излучения; α — коэффициент поглощения, используем следующие граничные условия для плоскопараллельного образца толщиной h_2 :

$$D \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \Big|_{x=\pm h_2/2} = \pm S \Delta n(\pm h_2/2). \quad (6)$$

Ищем решение следующим образом: $\Delta n = \Delta n_0 + \Delta n_1 \exp(j\omega t)$, где первое слагаемое определяет величину постоянной составляющей в изменении концентрации и не влияет на величину фазового угла, а второе — переменную составляющую на частоте модуляции светового потока. Предполагая сохранение гармоничности модуляции фотопроводимости, ищем отдельно решение для переменной составляющей Δn_1 , которое здесь не приводится ввиду его громоздкости. Общее количество носителей в слое определяется выражением

$$N_1 = \int_{-h_2/2}^{h_2/2} \Delta n_1(x) dx = \frac{2G_0\tau_j}{1 - \alpha^2 D\tau_j} \left[\frac{\operatorname{sh}\left(\alpha \frac{h_2}{2}\right)}{\alpha} - \frac{L_j^2}{D} \operatorname{sh} \frac{h_2}{2L_j} \frac{\alpha D \operatorname{sh}\left(\alpha \frac{h_2}{2}\right) + S \operatorname{ch}\left(\alpha \frac{h_2}{2}\right)}{\operatorname{sh} \frac{h_2}{2L_j} + S_j \operatorname{ch} \frac{h_2}{2L_j}} \right]. \quad (7)$$

Здесь $\tau_j = \tau(1 + j\omega\tau)^{-1}$; $L_j = \sqrt{D\tau_j}$; $S_j = SL_j/D$; D — коэффициент диффузии.

Дополнительными исследованиями можно показать, что использованные приближения не вносят существенных систематических погрешностей для реальных уровней фотовозбуждения.

При условии слабого поглощения ($\alpha \rightarrow 0$) и $S = 0$, $L_j \ll 2A$ переменная составляющая фотогенерированных в объеме носителей представляется простым соотношением

$$\Delta N_1 = G_0 h_2 \tau_j, \quad (8)$$

из которого следует известный принцип фазового метода определения τ

$$\operatorname{tg} \phi = \omega \tau \Rightarrow \tau = \frac{1}{\omega} \operatorname{tg} \phi. \quad (9)$$

В общем случае фазовый сдвиг сигнала фотопроводимости относительно фотовозмущения определяется из выделения действительной и мнимой части уравнения (7) более сложным образом и требует применения численных методов.

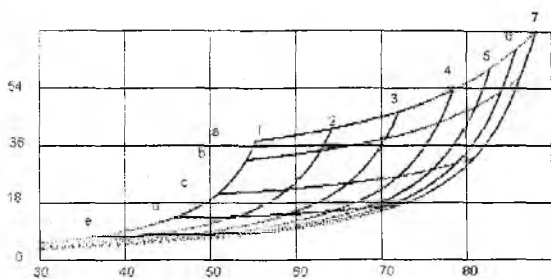
Из физических соображений, основанных на анализе подходов, применяемых при исследовании кинетики фотопроводимости для отдельных оценок τ и S , можно предложить соответствующую модификацию фазового метода. Для отдельного измерения τ и S целесообразно провести измерение фазового сдвига при различных значениях α (слабое и сильное поглощение) на двух частотах модуляции излучения. При этом рабочие частоты должны выбираться из условия обеспечения требуемых уровней сигналов для работы фазометра и реализуемых при предполагаемых значениях τ и S фазовых сдвигов, доступных для измерения с необходимой точностью.

В случае сильного поглощения для уменьшения вклада τ в эффективное время жизни рабочую частоту следует повышать для увеличения $\operatorname{tg} \phi$ из-за малости $\tau \omega \phi$. В случае слабого поглощения повышение рабочей частоты обеспечивает снижение доступа генерируемых в объеме носителей к поверхностям.

На рис. 3 представлен пример номограммы для такого отдельного контроля объемного времени жизни и скорости поверхностной рекомбинации в кремниевых пластинах фотомодуляционным фазовым методом, рассчитанной на основании уравнения (7). Здесь $h_2 = 1000$ мкм. Позициям 1-7 соответствуют $S = 0, 200, 500, 1000, 2000, 4000, 10000$ см/с; $a - e - \tau = 100, 50, 20, 10, 5$ мкс.

Измерения проведены при двух значениях частоты модуляции (5 кГц и 50 кГц) для случаев слабого ($\alpha = 10$ см⁻¹, $\lambda = 1,02$ мкм) и сильного поглощения ($\alpha = 1000$ см⁻¹, $\lambda = 0,69$ мкм) соответственно.

$\Psi, \dots^\circ$
 ($f = 5 \text{ кГц}$;
 $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$)



$\Psi, \dots^\circ$
 ($f = 50 \text{ кГц}$; $\alpha = 1000 \text{ см}^{-1}$).

Рис. 3

При выборе рабочих частот модуляции излучения учитывалась частотная зависимость амплитуды фотоответа, и в предлагаемых режимах двухпараметрового измерения уровень сигнала составляет не менее 10 % от его значения на низких частотах при соответствующих значениях α во всем диапазоне изменения S . Значения S и τ находятся с помощью номограмм при известной толщине пластины.

Экспериментальная проверка метода была проведена на образцах кремниевых пластин p -типа проводимости с различной точностью обработки поверхности. При этом использовались РИП на основе составного цилиндрического резонатора с H_{012} -видом колебаний и измерительная установка, подробно описанные в [2]. В качестве источников излучения применялись инжекционные диоды типов АЛ102В и АЛ107Б. Результаты исследований подтвердили возможность раздельного контроля S и τ описанным способом. Наибольшие сложности возникают при установке нулевого значения фазового сдвига. В описываемом эксперименте исходная калибровка была осуществлена с помощью малоинерционного вакуумного фотодиода. Погрешность измерения объемного времени жизни и скорости поверхностной рекомбинации не превысила $\pm 5 \%$.

Список литературы: 1. Измерение скорости поверхностной рекомбинации и времени жизни носителей заряда в полупроводниках бесконтактным СВЧ-резонаторным методом. / В.Б. Ахманов, Ю.В. Лисюк, Ю.В. Медведев, А.С. Петров // Изв. вузов. Сер. Физика. 1983. Т. 26, № 6. С. 79 - 84. 2. Установка для безэлектродного измерения времени жизни носителей заряда в полупроводниках / Ю.Е. Гордиенко, Ю.А. Дудкин, Б.Г. Бородин, Д.А. Федотов // Приборы и техника эксперимента. 1983. № 2. С. 204 - 207. 3. Surface and Volume Processes in Semiconductors Studied by Contactless Transient Photoconductivity Measurements / M. Kunst, G. Muller, R. Schmidt, H.

Wetzel // J. Appl. Phys. A. 1988. V. 46. P. 77 - 85. 4. *Non-destructive* lifetime measurements in silicon wafers by microwave reflection / J.M. Borrego, R.J. Gutman, N. Jensen, O. Par // Solid State Electronics. 1987. V. 30. N 2. P. 195 - 203. 5. *Соммерс Х.С., Гетчелл Е.К.* Деомдуляция широкополосных слабых оптических сигналов при помощи полупроводников. Ч. 2 // ТИИЭР. 1964. Т. 52, № 2. С. 150 - 159. 6. *Гордиенко Ю.Е.* Определение характеристик резонаторов со слоистым заполнением // Радиотехника. 1982. Вып. 60. С. 17 - 23. 7. *Резонаторный метод измерения удельного сопротивления и толщины эпитаксиальных пленок* / Г.Н. Данилин, М.В. Детинко, Ю.В. Медведев, А.Д. Свирякина // Электрон. техника. Сер. Электроника СВЧ. 1982. Вып. 6. С. 16 - 19. 8. *Резонаторные измерительные преобразователи в диагностике микрослойных структур* / *Гордиенко Ю.Е.* // Радиотехника. 1996. № 100. С. 253 - 260. 9. *A microwave photoconductance technique for non-destructive characterization of semiinsulating GaAs substrates.* GaAs II / H. Hasegawa, H. Ohno, S. Seki, M. Sawachi. // Symp.: IEEE Gallium Arsen. Integr. Cirenit Symp & Boston, Mass., 23 - 25 Oct., 1984. Techn. Dig., 1984. P. 41- 44. 10. *Non-destructive characterization of electrical uniformity in semiinsulating GaAs substrates by microwave photoconductance technique* / H. Hasegawa, H. Ohno, H. Shimizu, S. Seki // J. of Electronics Material. 1984. V. 13. N 6. P. 931 - 948. 11. *Павлов Л.П.* Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М.: Высш. шк., 1987. 239 с.

*Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 18.04.97