

УДК 537.311.322; 621.317.335.3

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ И ВРЕМЕНИ ЕЕ РЕЛАКСАЦИИ ПО ТОЛЩИНЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН

О. Г. Кошелев, Е. А. Гусева*)

(кафедра физики полупроводников)

E-mail: scon282@phys.msu.ru

Предложен бесконтактный метод определения зависимости фотопроводимости и времени ее релаксации от расстояния до поверхности высокоомной плоскопараллельной полупроводниковой пластины, освещаемой модулированным по интенсивности светом и помещаемой в середину открытого конфокального резонатора перпендикулярно его оси. Метод основан на измерении глубины модуляции пропускания резонатора на нескольких частотах, при которых оптическая толщина пластины равна целому числу полувольт, для положений пластины, при которых разность фаз между интерферирующими волнами на ее поверхностях кратна $\pi/2$. Методом компьютерного моделирования изучено влияние экспериментальных ошибок на точность определения рассматриваемых зависимостей.

Введение

Случайные изменения скорости рекомбинации неравновесных носителей заряда по площади и толщине полупроводниковых пластин приводят к разбросу электрических параметров ряда изготавливаемых из этих пластин приборов (фоторезисторов, детекторов ядерных излучений, мощных транзисторов и др.). Для таких пластин важное значение имеют бесконтактные методы определения неоднородностей фотопроводимости $\Delta\sigma$ и времени ее релаксации τ . Большинство бесконтактных методов основано на локальном освещении поверхности пластины и зондировании фотопроводимости с помощью СВЧ-волн [1, 2]; при этом определяемые значения $\Delta\sigma$ и τ соответствуют усреднению по толщине слоя, в котором распространяется СВЧ-волна. Однако из-за поверхностной рекомбинации и флуктуаций концентрации рекомбинационных центров в объеме пластины значения этих параметров могут зависеть и от расстояния x до освещаемой поверхности.

Зависимости $\Delta\sigma(x)$ и $\tau(x)$ можно определить с помощью методов, в которых зондирование проводится пучками света ИК-диапазона. Эти методы основаны на измерении поглощения пучков света [3] или их искривления (при наличии градиента концентрации неравновесных носителей тока) [4]. Однако чувствительность этих методов по крайней мере на порядок ниже чувствительности СВЧ-методов [5], поскольку поглощение на свободных носителях в ИК-области пропорционально квадрату длины волны.

Для достижения большей чувствительности по сравнению с величиной, полученной в [3, 4], в настоящей работе предлагается метод определения зависимостей $\Delta\sigma(x)$ и $\tau(x)$, основанный на зондировании исследуемых пластин волнами миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

Сущность метода и основные соотношения

Как и в методе фурье-спектроскопии [6], в настоящем методе исследуемая пластина помещается в поле двух интерферирующих волн. Однако в предлагаемом методе, в отличие от метода фурье-спектроскопии, волны распространяются в противоположных направлениях, при этом зависимость поглощения от длины волны считается известной, а определяется неоднородность поглощения на неравновесных носителях тока в направлении распространения волн, т. е. перпендикулярно поверхности пластины. Метод основан на том, что в поле стоячей волны поглощение электромагнитных волн пластиной зависит от положения интерференционных экстремумов относительно неоднородностей фотопроводимости. Фактически метод представляет собой решение обратной задачи, состоящей в восстановлении зависимости фотопроводимости и времени ее релаксации от расстояния до освещаемой поверхности высокоомной полупроводниковой пластины по результатам измерений глубины модуляции пропускания.

Предлагаемый метод применим для пластин толщины d , для которых в исследуемом диапазоне частот коэффициент поглощения α , мнимая χ и вещественная N части показателя удовлетворя-

*) Московский автомобильно-дорожный институт (Государственный технический университет).

ют условиям $\alpha d \ll 1$, $\chi/N \ll 1$ и $N(x) \cong \text{const}$, а значение χ определяется свободными носителями. Искомая аппроксимационная зависимость фотопроводимости $\Delta\sigma_a(x)$ или восстановленный профиль фотопроводимости представляется усеченным рядом Фурье:

$$\Delta\sigma_a(x) \cong \sum_{m=1}^M \left[\frac{a_{0m}}{2M} + a_m \cos\left(\frac{2\pi mx}{d}\right) + b_m \sin\left(\frac{2\pi mx}{d}\right) \right], \quad (1)$$

где индекс m соответствует измерениям на длине волны λ_m зондирующего излучения, удовлетворяющей условию

$$\lambda_m = \frac{2Nd}{m}, \quad (2)$$

M — число гармоник, на которых проводятся измерения, а $x=0$ соответствует середине пластины. Если пластина помещается в поле стоячей волны так, что сдвиг фаз φ_k между интерферирующими волнами поочередно равен $0, \pm\pi/2, \pi$, а изменения коэффициентов поглощения пластины $\Delta A_m(\varphi_k)$, определяемые фотопроводимостью, малы ($\Delta A_m \ll 1$), то можно показать, что

$$a_{0m} \cong [N\Delta A_m(0) + N^{-1}\Delta A_m(\pi)] U_m, \quad (3)$$

$$a_m \cong (-1)^m [N^{-1}\Delta A_m(\pi) - N\Delta A_m(0)] U_m, \quad (4)$$

$$b_m \cong (-1)^m [\Delta A_m(\pi/2) - \Delta A_m(-\pi/2)] U_m, \quad (5)$$

где $U_m = N(1 + \omega_m^2 \tau_p^2)/(2dZ)$, ω_m — угловые частоты зондирующих волн, τ_p — время релаксации импульса, а Z — волновое сопротивление вакуума.

Для того чтобы создать стоячую волну в исследуемой пластине и измерить значения $\Delta A_m(\varphi_k)$, целесообразно поместить ее в середину открытого конфокального резонатора перпендикулярно его оси, как сделано в [7]. В последней работе определялось усредненное по толщине поглощение пластин кремния^{*}, поэтому достаточно было, настроив резонатор только на одну длину волны, удовлетворяющую условию (2), провести измерения лишь при одном положении пластины, соответствующим $\varphi_k = 0$ или π . В отличие от метода, предложенного в работе [7], в настоящем методе резонатор нужно поочередно настраивать на длины волн, удовлетворяющих условию (2) при $m = 1, 2, 3, \dots, M$, и проводить измерения для каждого из четырех положений, соответствующих соотношениям (3)–(5).

Как и в [7], значения ΔA_m можно определить по изменению добротности резонатора, однако при модуляции фотопроводимости значительно проще измерять изменения коэффициента пропускания резонатора ΔT_m . Чтобы найти связь между ΔA_m

и ΔT_m , в настоящей работе проводились предварительные аналитические расчеты для однородных пластин при рассмотренных выше условиях и при $\Delta T_m \ll T_m$, где T_m — коэффициент пропускания нагруженного резонатора на длине волны λ_m . С помощью рекуррентных формул [8] было получено, что

$$\Delta A_m(\varphi_k) = -\frac{\pi T_0^{1/2} \Delta T_m(\varphi_k)}{2Q_0 T_m^{3/2}(\varphi_k)}, \quad (6)$$

где T_0 и Q_0 — коэффициент пропускания и добротность пустого резонатора^{**}. Результаты численных расчетов на ЭВМ, приведенных в следующем разделе, подтвердили применимость соотношения (6) и для случая $\Delta\sigma(x) \neq \text{const}$.

Для определения аппроксимационной зависимости времени релаксации фотопроводимости $\tau_a(x)$ рассматриваемым методом целесообразно использовать синусоидальную модуляцию света и проводить измерения фазовым методом [9]. При этом

$$\tau_a(x) = \frac{1}{2\pi f} \arctg \left[\frac{\Delta\sigma_a(x, \pi/2)}{\Delta\sigma_a(x, 0)} \right], \quad (7)$$

где f — частота модуляции света, $\Delta\sigma_a(x, 0)$ и $\Delta\sigma_a(x, \pi/2)$ — аппроксимационные зависимости фотопроводимости от x , соответствующие измерениям в фазе с модуляцией света и со сдвигом фазы на $\pi/2$ ($\theta = 0$ и $\pi/2$).

Отметим, что в отличие от работ, в которых рассматривается метод отдельного определения объемного времени жизни неравновесных носителей и скорости их поверхностной рекомбинации [10], рассматриваемый метод не основан на каких-либо моделях рекомбинации.

Очевидно, что путем сканирования лучом поверхности можно также определить неоднородности и по площади с разрешающей способностью, зависящей от диаметра луча света и длины диффузии неравновесных носителей.

Блок-схема установки

На рис. 1 показана одна из возможных блок-схем для реализации предлагаемого метода, которая во многом схожа с блок-схемой в работе [7]. Исследуемая пластина 1, закрепленная в держателе 2, помещается в середину открытого резонатора, образованного двумя сферическими зеркалами 3 и 4. Пластина освещается модулированным по интенсивности светом от источника 5. Электромагнитная волна поступает в резонатор от перестраиваемого по частоте генератора 6 через рупор 7, полупрозрачное зеркало 8, фокусирующую линзу 9 и элемент связи 10 (тонкая диэлектрическая пленка). Проходящая через резонатор волна через элемент связи 11

^{**}) В наших расчетах стенки резонатора рассматривались как диэлектрические пластины с оптической толщиной $\lambda_m/4$. В этом случае Q_0 определяется показателем преломления этих пластин.

^{*}) Пластины предназначались для окон гиротронов.

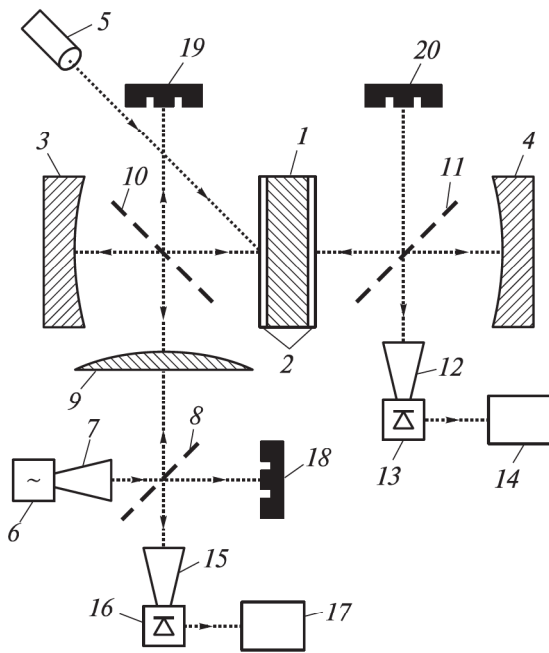


Рис. 1. Блок-схема установки для определения неоднородностей фотопроводимости и времени ее релаксации в высокоомных пластинах

и рупор 12 попадает на основной детектор 13 и регистрирующее устройство 14. Отраженная от резонатора волна через элемент связи 10, линзу 9 и полупрозрачное зеркало 8 через рупор 15 попадает на вспомогательный детектор 16 и регистрирующее устройство 17. Поглотители 18–20 нужны для подавления нежелательных типов волн. Предварительно без освещения пластины нужно, как и в [7], подобрать частоту, при которой выполняется условие (2), и изменением длины резонатора настроится на резонанс. Юстировку пластины перпендикулярно оси резонатора можно проводить с помощью луча лазера (при наличии отверстия в середине зеркала 3). Чтобы найти плоскость, для которой $\varphi_k = \pm\pi$, исследуемую пластину в держателе 2 временно можно заменить металлической и, перемещая ее, настроить образовавшийся полусферический резонатор на резонанс по сигналу с детектора 16.

Оценки точности метода

Оценки точности метода проводились для пластин кремния путем решения прямой задачи. Для этого сначала вычислялись исходные зависимости $\Delta\sigma_i(x, \theta)$ при $\theta = 0$ и $\pi/2$, а также соответствующая им зависимость $\tau_i(x)$. Эти зависимости для простоты вычислялись в рамках линейной модели рекомбинации для неоднородных распределений рекомбинационных центров по толщине пластины при освещении неодимовым лазером. (Коэффициент поглощения его излучения в кремнии равен 10 см^{-1} .) Расчеты зависимостей $\Delta\sigma_i(x, \theta)$ проводились с использованием метода прогонки [11]. Затем по ним (с двойной точностью) вычислялись значе-

ния $T_m(\varphi_k)$ и $\Delta T_m(\varphi_k)$. При этом пластина рассматривалась как многослойная структура (число слоев более 100), у которой фотопроводимость меняется ступенчато. Далее по формулам (1)–(7) вычислялись аппроксимационные зависимости $\Delta\sigma_a(x, \theta)$ и $\tau_a(x)$, которые сравнивались с исходными.

На рис. 2 приведены результаты расчетов зависимостей $\Delta\sigma_i(x, \theta)$ и $\Delta\sigma_a(x, \theta)$ для пластины кремния со следующими параметрами: $N = 3.4$, $d = 1 \text{ мм}$, удельное сопротивление без освещения $\rho = 1 \text{ кОм}\cdot\text{см}$, скорость поверхностной рекомбинации $2000 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$, $\tau = 1 \text{ мкс}$ в области $x = (0.3-0.5)d$ и 3 мкс в остальной части пластины, коэффициент диффузии неравновесных носителей $20 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Здесь $x = 0$ соответствует освещаемой поверхности пластины. Глубина модуляции проводимости полагалась $\approx 0.3\%$. Кривые 1 и 4 — зависимости $\Delta\sigma_i(x, \theta)$ для $\theta = 0$ и $\pi/2$, кривые 2 и 5 — соответствующие им аппроксимационные зависимости при $M = 4$, $Q_0 = 1000$. (Для удобства сравнения масштаб кривых 4–6 больше, чем кривых 1–3.) Как видно, кривые 2, 5 осциллируют с периодом, примерно равным d/M ; внутри пластины их расхождение с кривыми 1, 4 составляет менее 10%. Вблизи поверхностей ошибки существенно выше. Этого и следовало ожидать, так как в данном примере при $x = 0$ и d исходные фотопроводимости не равны, а при аппроксимации рядом Фурье фотопросто-

$\Delta\sigma_i, \Delta\sigma_a$, отн. ед.

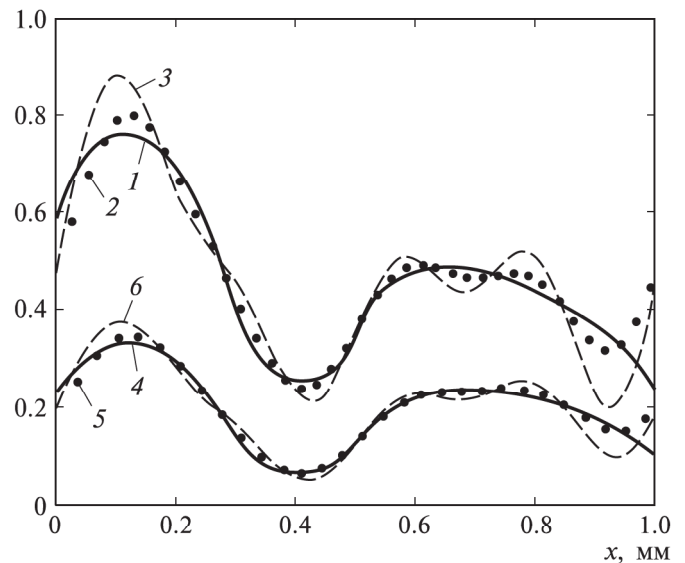


Рис. 2. Зависимости фотопроводимости $\Delta\sigma$ неоднородной пластины кремния от расстояния x до поверхности, освещаемой неодимовым лазером, модулированным по интенсивности синусоидально. 1, 4 — исходные зависимости $\Delta\sigma_i(x, \theta)$; 2, 3, 5, 6 — аппроксимационные зависимости $\Delta\sigma_a(x, \theta)$ при точном соблюдении условий метода (2, 5) и при смещении пластины на 5 мкм относительно оптимальных положений (3, 6). $\theta = 0$ (1, 2, 3), $\pi/2$ (4, 5, 6). $M = 4$. Кривые 4–6 смещены относительно кривых 1–3

мости равны. Если кривые 1, 4 аппроксимировать рядами Фурье с тем же числом членов разложения ($M = 4$), то получающиеся зависимости отличаются от кривых 2, 5 не более чем на 0.5% по всей толщине пластины. Это подтверждает достоверность метода и, в частности применимость выражения (6) для неоднородных по толщине пластин.

На рис. 3, *a* показаны зависимости $\tau_i(x)$ и $\tau_a(x)$ (кривые 1 и 2), соответствующие парам кривых 1, 4 и 2, 5 на рис. 2. Как видно, отличие $\tau_a(x)$ от $\tau_i(x)$ меньше, чем $\Delta\sigma_a(x, \theta)$ от $\Delta\sigma_i(x, \theta)$: для данного примера ошибки в объеме снижаются примерно в 3 раза, а вблизи поверхности — в 10 раз. Это связано с тем, что погрешности кривых 2, 5 на рис. 2, согласно (7), частично компенсируют друг друга. Вычисления показали, что изменения ρ от 300 до 30000 Ом·см и глубины модуляции от 0.01% до 1% практически не влияли на точность аппроксимации.

Значительный вклад в ошибки аппроксимации могут вносить различные экспериментальные погрешности, связанные с неточностью соблюдения условий применимости метода. Оценки их значений также проводились путем компьютерного моделирования для пластин кремния. На рис. 2 кривые 3, 6 — аппроксимации кривых 1, 4, вычисленные при смещении пластины от оптимальных положений на 5 мкм ($0.005d$). Остальные условия их расчета такие же, как для кривых 2, 5. На рис. 3, *a* кривой 3 показана зависимость $\tau_a(x)$, соответствующая кривым 3, 6 на рис. 2. Как видно, точность аппроксимации снижается. Например, в области, где $\tau = 1$ мкс, при таком смещении пластины максимальные отличия $\Delta\sigma_a(x, \theta)$ от $\Delta\sigma_i(x, \theta)$ и τ_a от τ_i возрастают в 3–4 раза.

Оценивалось также влияние наклона пластины, непараллельности ее поверхностей и кривизны фронта волны в резонаторе на точность метода. В первых двух случаях пластина рассматривалась состоящей из сегментов, в последнем — из колец с равными площадями. При этом для каждого сегмента или кольца пропускание вычислялось отдельно и затем (с нормировкой) проводилось суммирование. Оказалось, что точность аппроксимации медленно снижается с ростом наклона пластины, но быстро уменьшается с увеличением непараллельности ее поверхностей. Чтобы ошибка в значении τ_a была, например, менее 10% в объеме пластины (с такими же параметрами, как на рис. 2), изменение ее толщины должно быть не более 0.5 мкм (0.05%) в пределах освещаемой области.

Изменение эффективной толщины пластины Δd из-за кривизны фронта волны зависит от радиуса W_0 «шейки» пучка, расстояния Y до оси резонатора и смещения пластины от его середины. На основании соотношений для гауссовского пучка в резонаторе, приведенных в [12], можно получить, что

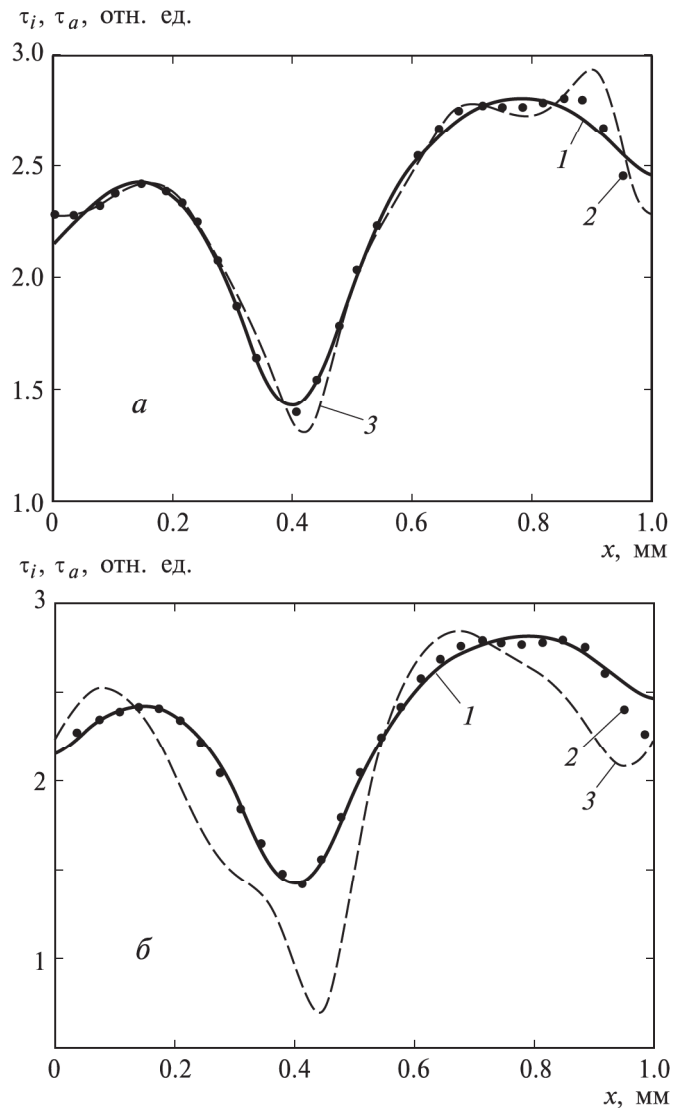


Рис. 3. Зависимости времен релаксации фотопроводимости $\tau(x)$ для пластины кремния с такими же параметрами и освещаемой при тех же условиях, что на рис. 2. 1 — исходные зависимости $\tau_i(x)$, вычисленные по кривым 1, 4 рис. 2; 2, 3 — аппроксимационные зависимости $\tau_a(x)$. На рис. *a* кривые 2 и 3 вычислены по парам кривых (2, 3) и (5, 6) рис. 2 соответственно. На рис. *б* кривые 2, 3 вычислены с учетом влияния кривизны фронтов электромагнитной волны на поверхностях пластины при освещении ее области на оси резонатора с радиусами, равными $0.2W_0$ (2) и W_0 (3). $M = 4$, $W_0 = 2\lambda_1$

вблизи «шейки» пучка

$$\Delta d = \lambda \left(\frac{\lambda Y}{2\pi W_0^2} \right)^2. \quad (8)$$

Из соотношения (8) видно, что Δd возрастает квадратично с удалением от оси резонатора. Для иллюстрации влияния кривизны фронтов на рис. 3, *б* кривыми 2, 3 показаны зависимости $\tau_a(x)$ для случая $W_0 = 2\lambda_1$, соответствующие световому пятну

разных размеров с центром на оси резонатора. Эти кривые вычислялись для той же зависимости $\tau_i(x)$ (кривая 1) при тех же значениях параметров резонатора, что и для рис. 2. Как видно, увеличение радиуса освещаемой области от $0.2W_0$ (кривая 2) до W_0 (кривая 3) приводит к существенному снижению точности аппроксимации. Поэтому для определения неоднородностей пластины по площади целесообразно перемещать не луч света, а пластину в плоскости, перпендикулярной оси резонатора, оставляя освещаемую область на оси резонатора.

С ростом W_0 влияние кривизны фронтов на точность метода снижается, но при этом снижается доля электромагнитной волны, которая модулируется светом, что должно привести к снижению отношения сигнала к шуму.

Заключение

Показана возможность решения обратной задачи, состоящей в восстановлении профилей фотопроводимости и времени ее релаксации по толщине высокоомной полупроводниковой пластины. Показано, что для этого достаточно поместить пластину в середину открытого конфокального резонатора перпендикулярно его оси и измерить глубину модуляции его пропускания, связанную с изменением фотопроводимости под действием освещения исследуемой пластины лучом модулированного света. Эти измерения должны проводиться на частотах, при которых толщина пластины равна целому числу полуволн. При этом пластина в резонаторе должна находиться поочередно в четырех положениях, при которых сдвиги между интерферирующими волнами на поверхностях пластины кратны $\pi/2$. Путем компьютерного моделирования проведены оценки влияния различных экспериментальных погрешностей.

В частности, показано, что для увеличения точности при определении неоднородностей по площади пластины нужно перемещать пластину перпендикулярно лучу света, направленного вдоль оси резонатора.

Литература

1. Schlichthorl G., Beck G., Lilie J., Tributsch H. // Rev. Sci. Instrum. 1989. **60**, N 9. P. 2992.
2. Ichimura M., Tajiri H., Morita Y. et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. **70**, N 13. P. 1745.
3. Ахметов Д.В., Фатеев Н.В. // ФТП. 2001. **35**, № 1. С. 40.
4. Григорьев В.В., Зуев В.В., Мехтиев М.М. и др. // Изв. вузов. Физика. 1991. № 1. С. 41.
5. Бородовский П.А., Булдыгин А.Ф., Токарев А.С. // ФТП. 2004. **38**, № 9. С. 1043.
6. Техника спектроскопии в дальней, субмиллиметровой и миллиметровой областях спектра. М., 1970 (Spectroscopic Techniques for Far Infra-Red Submillimetre and Millimetre Waves. Amsterdam, 1967).
7. Дрягин Ю.А., Паршин В.В. // Авт. свидетельство SU N 1539681, кл. G 01 R 27/26, 1990. Бюл. № 4 (Dryagin Yu.A., Parshin V.V. // Intern. J. Infrared and Millimeter Waves. 1992. **13**, N 7. P. 1023).
8. Хасс Г. // Физика тонких пленок. Современное состояние исследований и технология применения. Т. 1. М., 1967. С. 93.
9. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М., 1987.
10. Daio H., Shimura F. // Jap. J. of Appl. Phys. 1993. **32** (Pt 2), N 12B. P. L1792.
11. Калиткин Н.Н. Численные методы. М., 1978.
12. Еру И.И. // Успехи соврем. радиоэлектроники. 1997. № 3. С. 51.

Поступила в редакцию
30.06.06