

УДК 621.382 : 535.51

А. В. Васев, С. И. Чикичев, В. А. Швец

(Новосибирск)

**ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ И ПАРАМЕТРОВ  
КРИТИЧЕСКИХ ТОЧЕК В ЗОНЕ БРИЛЛЮЭНА  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$**

Методом спектральной эллипсометрии измерена эволюция комплексной псевдодиэлектрической функции изорешеточной с GaAs пленки  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  в диапазоне энергий фотона 2,6–4,7 эВ при изохронных отжигах в вакууме  $10^{-8}$  торр в интервале температур 320–670 К. Установлено, что температура разложения такой пленки составляет примерно 670 К. Анализ изменений псевдодиэлектрической функции в результате отжига показал, что с поверхности пленки, начиная с температуры 420 К, удаляется слой естественного оксида, исходная толщина которого составляет 3,5–4,0 нм. Обработка экспериментальных данных с учетом этого обстоятельства позволила впервые измерить температурную зависимость параметров критических точек  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  в зоне Бриллюэна твердого раствора  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$ . Линейный температурный коэффициент указанных энергетических зазоров составил  $(5,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$  и  $(1,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$  эВ/К соответственно в интервале температур 290–620 К.

Изучение температурной зависимости того или иного энергетического зазора в зонном спектре полупроводника представляет интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Информация такого рода позволяет выяснить особенности электрон-фононного взаимодействия в кристалле и рассчитать фундаментальные термодинамические параметры для реакции образования электронно-дырочной пары в конкретной точке (или области) зоны Бриллюэна [1]. С другой стороны, сведения о положении пиков на частотной зависимости диэлектрической функции при разных температурах и составах твердого раствора лежат в основе методов эллипсометрического контроля за процессами роста эпитаксиальных слоев [2], а также важны при исследовании других поверхностных явлений – сублимации, адсорбции, сегрегации и т. п. В последнем случае интерес представляют температуры, заметно выше комнатной, что существенно затрудняет выполнение соответствующих измерений, особенно при работе с разлагающимися полупроводниковыми соединениями. Неудивительно поэтому, что за исключением элементарных полупроводников (алмаза [3], кремния [4]) и немногих полупроводниковых соединений (GaAs [5, 6], GaP [7], InP [8], GaSb [9], CdTe [10]) информация о температурной зависимости диэлектрической функции

при  $T > 300$  К в литературе отсутствует. Последнее в полной мере относится и к твердому раствору  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ , который при  $x = 0,48$  образует изорешеточную композицию с GaAs. Имеющиеся сведения [11–15] ограничены комнатной температурой.

Цель настоящей работы – изучение псевдодиелектрической функции твердого раствора  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  в диапазоне температур 290–620 К и энергий фотона 2,6–4,7 эВ и определение температурной зависимости параметров критических точек  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  в зоне Бриллюэна данного кристалла методом спектральной эллипсометрии.

**1. Методика эксперимента.** Измерения проводились на образцах, представляющих собой легированные цинком слои  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$  ( $x \sim 0,48$ )  $p$ -типа толщиной около 0,2 мкм с концентрацией свободных носителей около  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках из полуизолирующего GaAs с ориентацией (111)А по технологии [16]. Перед измерениями образцы промывались в кипящем толуоле в течение 10 мин. Затем они приклеивались на медный держатель с помощью галлий-индиевой эвтектики, чтобы обеспечить надежный тепловой контакт, и помещались в сверхвысоковакуумную камеру. Базовое давление в камере составляло  $2 \cdot 10^{-8}$  торр. Прогрев осуществлялся в течение 30 мин для каждой из температур: 323, 373, 423, 473, 523, 573, 623 и 673 К. Температура определялась с помощью термопары хромель-алюмель с точностью  $\pm 5$  К.

Для проведения исследований поверхности  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  использовался метод спектральной эллипсометрии. Спектры эллипсометрических параметров  $\Psi = \Psi(\lambda)$  и  $\Delta = \Delta(\lambda)$  измерялись на установке, собранной по балансной схеме [17]. Источником излучения служила ксеноновая лампа ДКСШ-120, сканирование по спектру осуществлялось монохроматором МСД-1 в диапазоне  $\lambda = 260$ –480 нм с шагом 2 нм. Для управления работой и накопления экспериментальных данных установка была оснащена персональным компьютером. Точность измерений составляла  $\delta\Psi = 0,01^\circ$ ,  $\delta\Delta = 0,05^\circ$ , а энергетическое разрешение  $\delta E = 0,01$  эВ. Угол падения света на образец  $\phi$  был равен  $70,6 \pm 0,1^\circ$ .

**2. Результаты и обсуждение.** На рис. 1, *a* представлена эволюция псевдодиелектрической (т. е. рассчитанной по модели полубесконечной среды) функции  $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$  твердого раствора  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  с повышением температуры отжига в условиях сверхвысокого вакуума. Спектры были измерены при комнатной температуре после каждого прогрева. На рис. 1, *b* представлены аналогичные зависимости, но полученные из измерений непосредственно при температурах отжига.

Спектры, измеренные при комнатной температуре, с увеличением температуры отжига претерпевают необратимые изменения, которые заключаются в сдвиге энергетического положения максимумов псевдодиелектрической функции в коротковолновую область, уменьшении интенсивности максимума в длинноволновой части спектра  $\epsilon_2$ , а также в росте интенсивности максимума в коротковолновой части этого спектра. Наблюдаемая эволюция обусловлена изменением оптических свойств поверхности при прогреве, которые могут быть связаны с тремя основными причинами: уменьшением толщины оксидного покрытия, изменением его состава, а также развитием на поверхности рельефа. Для того чтобы ответить на вопрос о том, какие из этих причин являются доминирующими, и получить качественную картину

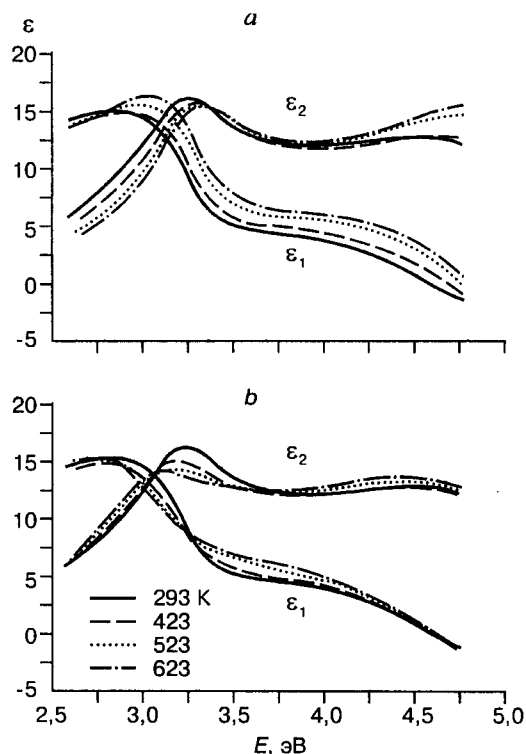


Рис. 1. Эволюция спектров псеводиэлектрической функции с температурой отжига  $T$ , измеренных:  $a$  – при комнатной температуре,  $b$  – непосредственно при температуре прогрева

происходящих при прогреве изменений, применялся метод численного моделирования.

Для полного описания оптических свойств образца в рамках однослойной модели [20] (рис. 2,  $a$ ) необходимо знать толщину оксидного слоя  $d$  и его показатель преломления  $N_{ox} = n_{ox} - ik_{ox}$ . Моделирование оптических постоянных естественного оксида на полупроводниковом твердом растворе  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  проводилось методом эффективной среды по модели Бругемана [18]. Оксид на поверхности  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  моделировался как смесь природ-

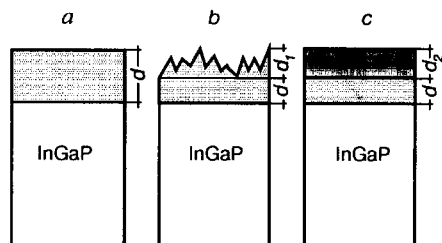


Рис. 2. Модели, описывающие оптические системы:  $a$  –  $\text{InGaP}$  со слоем оксида толщиной  $d$ ;  $b$  –  $\text{InGaP}$  со слоем шероховатого оксида,  $d_1$  – толщина эффективного слоя, моделирующего рельеф;  $c$  –  $\text{InGaP}$  с оксидными слоями разного состава

ных оксидов InP и GaP, а эффективная диэлектрическая функция  $\epsilon_{\text{eff}}$  смеси может быть получена из системы уравнений:

$$\sum_i f_i [(\epsilon_i - \epsilon_{\text{eff}})/(\epsilon_i + 2\epsilon_{\text{eff}})] = 0, \quad (1)$$

$$\sum_i f_i = 1, \quad (2)$$

где  $f_i$  и  $\epsilon_i$  – концентрация и диэлектрическая функция  $i$ -го компонента в смеси соответственно. В расчетах использовались диэлектрические функции оксидов InP и GaP из работы [19], а значение их концентраций было принято равным 0,48 и 0,52 соответственно согласно концентрации индия и галлия в  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  [12].

При наличии на поверхности рельефа (рис. 2, *b*) система может быть описана двухслойной моделью [20], где верхний слой, характеризующий шероховатость, представляется в виде некой эффективной пленки с идеально резкими границами раздела. Диэлектрическая функция данной пленки находится из системы уравнений (1) и (2) [20], причем  $\epsilon_1 = N_{\text{ox}}^2$ ,  $\epsilon_2 = 1$  (вакуум), а  $f_1$  соответствует коэффициенту заполнения  $q$  в верхнем слое.

Уменьшение толщины оксидного покрытия эквивалентно уменьшению величины  $d$  в модели рис. 2, *a*, расчет по которой дает представленные на рис. 3, *a* результаты. Из рисунка видно, что при увеличении толщины оксида  $d$  от 0 до 4 нм наблюдается сдвиг энергетического положения максимумов псеводиэлектрической функции в длинноволновую область, интенсивность максимума длинноволновой части спектра  $\epsilon_2$  остается практически неизменной. Также наблюдается уменьшение интенсивности максимума коротковолновой части этого спектра.

Изменение состава оксидного покрытия может быть промоделировано изменением  $f_1$  в формулах (1) и (2) в диапазоне от 0 до 1. Такие расчеты по двухслойной модели (рис. 2, *c*) показывают, что изменение псеводиэлектрической функции в результате роста  $f_1$  от 0 до 1 незначительно (не превышает 1–2 %). Развитие на поверхности рельефа эквивалентно росту величины  $d_1$  при постоянных  $D = d + d_1$  и  $q$  в модели рис. 2, *b*, расчет по которой дает

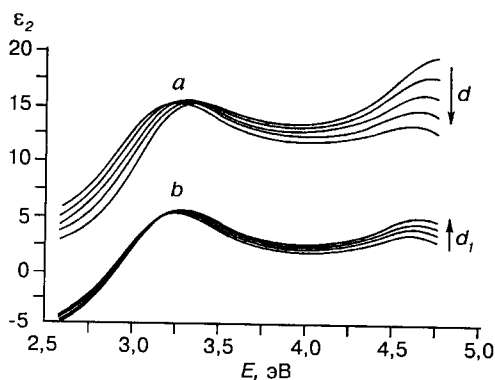


Рис. 3. Эволюция псеводиэлектрической функции твердого раствора  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$ : *a* – при изменении толщины оксидной пленки  $d$  от 0 до 4 нм с шагом 1 нм; *b* – за счет развития рельефа на поверхности. Величина  $d_1$  растет от 0 до 3 нм с шагом 1 нм при неизменных  $q = 0,5$  и  $D = d + d_1 = 4$  нм. Кривые *b* смещены вниз на 10 единиц

представленные на рис. 3, *b* результаты. Из этих результатов следует, что развитие рельефа на поверхности за счет увеличения вертикального размера шероховатости  $d_1$  от 0 до 3 нм приводит к сдвигу энергетического положения максимумов псевдодиелектрической функции в коротковолновую область, к росту интенсивностей максимумов как в длинноволновой, так и в коротковолновой части спектра  $\varepsilon_2$ .

Таким образом, наблюдаемые при прогревах изменения в спектрах  $\varepsilon_2$  (уменьшение интенсивности длинноволновой и рост интенсивности коротковолновой частей спектра и сдвиг максимумов в коротковолновую область, см. рис. 1, *a*) свидетельствуют об уменьшении толщины оксидного слоя, а также выглаживании поверхности и/или удалении загрязняющих покрытий. Все эти процессы можно интерпретировать как последовательное удаление некоторого эффективного поверхностного слоя после каждого цикла прогрева–охлаждения. При этом спектры  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ , измеренные после максимальной температуры прогрева 623 К, соответствуют поверхности с наименьшей толщиной поверхностного слоя  $d_{\min}$ , который будет оказывать минимальное влияние на вид определяемых диэлектрических функций твердого раствора. Для того чтобы можно было сравнивать спектры, измеренные при различных температурах, проведена их корректировка. Она заключалась в процедуре численного «удаления» эффективного слоя определенной толщины для каждого измеренного спектра таким образом, чтобы все скорректированные спектры соответствовали минимальной толщине покрытия  $d_{\min}$ . Толщина эффективного слоя, подлежащего численному «удалению», определялась из спектров, измеренных при комнатной температуре.

Отметим, что попытка полностью избавиться от поверхностного покрытия и получить атомарно-чистую поверхность  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  прогревом при температурах  $\sim 670$  К привела к разложению материала, которое сопровождалось интенсивным развитием рельефа на поверхности, видимого невооруженным глазом. Скачкообразный характер разложения может свидетельствовать о том, что максимальная температура конгруэнтной сублимации  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  лежит ниже 670 К, а причиной ее более высоких пороговых значений является наличие оксида, препятствующего преждевременному разложению поверхности.

Представленные на рис. 4 спектры характеризуются тем, что изменение их вида с повышением температуры отжига зависит только от температуры. Поэтому, анализируя эти кривые, можно получить информацию о температурной зависимости параметров критических точек в зоне Бриллюэна.

При моделировании оптических свойств  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  использовалась известная [12, 21, 22] осцилляторная модель, согласно которой диэлектрическая функция кристалла может быть представлена в виде суперпозиции  $N$  осцилляторов Лорентца:

$$\varepsilon = 1 + \sum_j^N A_j [1/(E + E_j + i\Gamma_j) - 1/(E - E_j + i\Gamma_j)], \quad (3)$$

где  $A_j$  – амплитуда;  $E_j$  – энергия;  $\Gamma_j$  – показатель затухания  $j$ -го осциллятора. Для подгонки использовалась модель пяти ( $N = 5$ ) осцилляторов. Энергии  $E_j$  четырех пиков соответствуют энергиям межзонных переходов  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$ ,  $E'_0$  и  $E_2$ , пятый пик описывает фон (рис. 5). Полученные температурные зависимости  $E$  и  $\Gamma$  приведены на рис. 6, *a*, *b*.

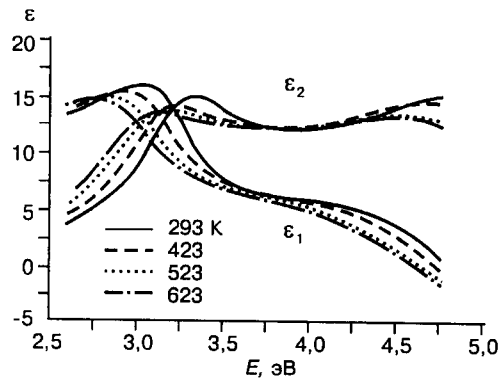


Рис. 4. Эволюция спектров псевдиэлектрической функции с температурой отжига  $T$ , измененных непосредственно при температурах прогрева. Спектры рассчитаны по модели минимального оксидного покрытия

Согласно модели Эйнштейна [7, 8, 23], в кристаллах (в которых все фононы имеют энергию  $\Omega$ ) с температурой Эйнштейна  $\Theta = \Omega/k_B$  электрон-фононный вклад в температурное изменение ширины запрещенной зоны может быть записан как

$$E(T) = E_B - a_B(2N_\Omega + 1) = E_B - a_B \left[ 1 + \frac{2}{\exp(\Theta/T) - 1} \right], \quad (4)$$

где  $E$  – рассматриваемая ширина запрещенной зоны как функция температуры  $T$ ;  $E_B$  – энергия образования электрон-дырочной пары без учета электрон-фононного взаимодействия;  $a_B$  – энергия электрон-фононного взаимодействия;  $N_\Omega$  – коэффициент заполнения Бозе – Эйнштейна.

Для температур выше, чем температура Эйнштейна, формула (4) превращается в аппроксимационное линейное выражение

$$E(T) = E_C - \lambda T, \quad (5)$$

где  $E_C = E_B - a_B$  и  $\lambda = 2a_B/\Theta$ .

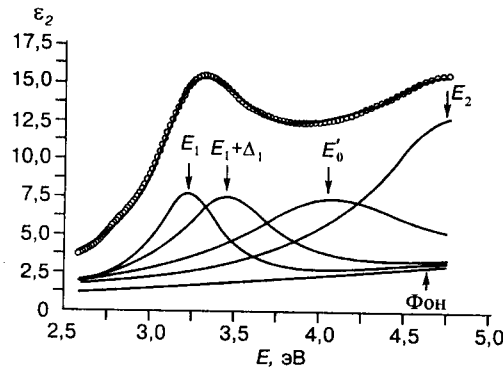


Рис. 5. Моделирование диэлектрической функции осцилляторным методом

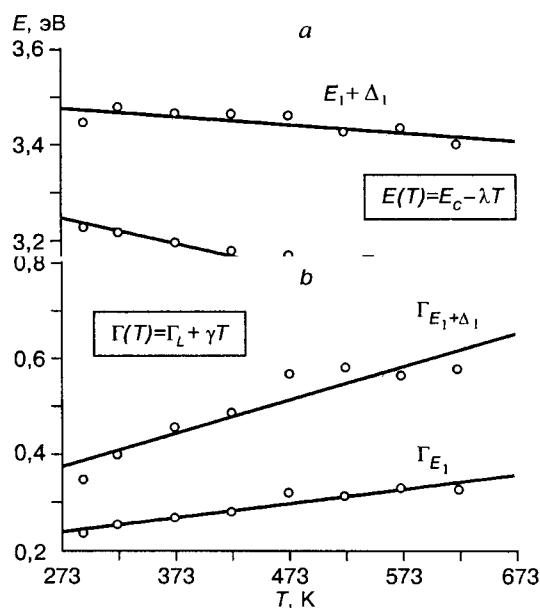


Рис. 6. Температурные зависимости: *a* – энергетических положений, *b* – уширения пиков  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$

В рамках модели Эйнштейна показатель затухания  $\Gamma$  как функция температуры может быть представлен равенством

$$\Gamma(T) = \Gamma_0(2N_\Omega + 1) + \Gamma_1, \quad (6)$$

где первое слагаемое описывает электрон-фононное взаимодействие, а второе – не зависящее от температуры уширение (обусловленное, например, влиянием поверхности). Для температур выше  $\Theta$  равенство (6) может быть записано в линейном виде:

$$\Gamma(T) = \Gamma_L + \gamma T. \quad (7)$$

Таблица 1

Параметры критических точек  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  в зоне Бриллюэна твердого раствора  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$

Параметры	$E_C$ , эВ	$\lambda, 10^{-4}$ эВ/К	$\Gamma_L$ , эВ	$\gamma, 10^{-4}$ эВ/К
$E_1$	$3,39 \pm 0,01$	$5,3 \pm 0,5$	$0,151 \pm 0,007$	$3,2 \pm 0,3$
$E_1 + \Delta_1$	$3,52 \pm 0,01$	$1,6 \pm 0,5$	$0,18 \pm 0,02$	$7,2 \pm 1,1$

Энергетическое положение критических точек  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  в зоне Бриллюэна твердого раствора  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  при  $T = 300 \text{ K}$

Параметры	Данные авторов	Литературные данные			
		[11]	[12]	[14]	[15]
$E_1$ , эВ	3,25	3,259	3,283	3,219	3,245
$E_1 + \Delta_1$ , эВ	3,48	3,460	3,458	3,444	3,427

Результаты аппроксимации данных рис. 6, *a*, *b*, согласно формулам (5) и (7), представлены в табл. 1.

Так как результаты получены при обработке спектров, которые не являются диэлектрическими функциями атомарно-чистой поверхности твердого раствора  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$ , то присутствующий на полупроводнике поверхностный слой будет вносить некоторую систематическую ошибку при определении величин  $E$  и  $\Gamma$ , но его наличие практически не сказывается на величине температурных коэффициентов  $\lambda$  и  $\gamma$ . Моделирование поверхностного покрытия оксидным слоем дает наилучшее совпадение расчетного спектра с экспериментальными данными при  $d_{\text{min}} \sim 1,8 \text{ нм}$ . Значения  $E$  при комнатной температуре, рассчитанные по данным табл. 1 с учетом поправок на оксидный слой, хорошо согласуются с имеющимися литературными данными (табл. 2).

Линейный коэффициент  $\lambda$  для температурной зависимости пика  $E_1$  в твердом растворе  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  ( $(5,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$ ) меньше, чем аналогичные коэффициенты для бинарных компонентов  $\text{InP}$  ( $(6,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$ ) [8] и  $\text{GaP}$  ( $(5,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$ ) [7]. Это указывает на нелинейную зависимость  $\lambda$  от состава. Отметим также, что значение линейного коэффициента  $\lambda$  для температурной зависимости пика  $E_1 + \Delta_1$  в твердом растворе  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  имеет весьма малую величину ( $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$ ), что может быть связано с увеличением спин-орбитального расщепления валентной зоны с ростом температуры.

Таким образом, измерены спектры диэлектрических функций  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  пленок  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  и определены параметры их критических точек. Найдены линейные коэффициенты для температурной зависимости энергий  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  и соответствующих показателей затухания.

Авторы выражают благодарность Ю. Б. Болховитянову за предоставленные образцы и А. С. Мардежову за интерес к работе и полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-02-18491) и Федеральной целевой программы «Интеграция» (проект № 274).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thurmond C. D. The standard thermodynamic functions for the formations of electrons and holes in Ge, Si, GaAs and GaP // J. Electrochem. Soc. 1975. 122, N 8. P. 1133.
2. Свиташев К. К., Швец В. А., Мардежов А. С. и др. Метод эллипсометрии в технологии синтеза соединений кадмий–ртуть–теллур // Автометрия. 1996. № 4. С. 100.



3. **Logothetidis S., Petalas J., Polatoglou H. M., Fuchs D.** Origin and temperature dependence of the first direct gap of diamond // *Phys. Rev. B.* 1992. **46**, N 8. P. 4483.
4. **Lautenschlager P., Garriga M., Vina L., Cardona M.** Temperature dependence of the dielectric function and interband critical points in silicon // *Phys. Rev. B.* 1987. **36**, N 9. P. 4821.
5. **Yao H., Snyder P. G.** In situ ellipsometric studies of optical and surface properties of GaAs(100) at elevated temperatures // *Thin Solid Films.* 1991. **206**, N 1–2. P. 283.
6. **Maracas G. N., Kuo C. H., Anand S., Droopad R.** Temperature-dependent pseudodielectric functions of GaAs determined by spectroscopic ellipsometry // *J. Appl. Phys.* 1995. **77**, N 4. P. 1701.
7. **Zollner S., Garriga M., Kircher J. et al.** Temperature dependence of the dielectric function and the interband critical-point parameters of GaP // *Phys. Rev. B.* 1993. **48**, N 11. P. 7915.
8. **Lautenschlager P., Garriga M., Cardona M.** Temperature dependence of the interband critical-point parameters of InP // *Phys. Rev. B.* 1987. **36**, N 9. P. 4813.
9. **Zollner S., Garriga M., Humlicek J. et al.** Temperature dependence of the dielectric function and the interband critical-point parameters of GaSb // *Phys. Rev. B.* 1991. **43**, N 5. P. 4349.
10. **Svitashev K. K., Shvets V. A., Mardezhov A. S. et al.** Ellipsometry as a powerful tool for the control of epitaxial semiconductor structures in-situ and ex-situ // *Mater. Sci. Eng.* 1997. **B44**. P. 164.
11. **Alibert C., Bordure G., Laugier A., Chevallier J.** Electroreflectance and band structure of  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$  alloys // *Phys. Rev. B.* 1972. **6**, N 4. P. 1301.
12. **Watanabe K., Kobayashi K., Wong C. C. et al.** Characterization of  $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{P}$ -based thin-layer structures using spectroscopic ellipsometry // *Thin Solid Films.* 1995. **270**. P. 97.
13. **Lee H., Kleyn M. V., Fu L. P. et al.** Observation of quasidirect transitions in  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ /graded GaP ( $0.58 \leq x \leq 0.75$ ) alloys near the  $\Gamma - X_1$  crossover // *Phys. Rev. B.* 1995. **51**, N 7. P. 4186.
14. **Lee H., Biswas D., Klein M. V. et al.** Study of strain and disorder of  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}/(\text{GaAs, graded GaP})$  ( $0.25 \leq x \leq 0.8$ ) using spectroscopic ellipsometry and Raman spectroscopy // *J. Appl. Phys.* 1994. **75**, N 10. P. 5040.
15. **Lee H., Klein M. V., Aspnes D. E. et al.** Optical study of  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaAs}$  semiconductor alloys by spectroscopic ellipsometry // *J. Appl. Phys.* 1993. **73**, N 1. P. 400.
16. **Bolkhovityanov Yu. B., Gilinsky A. M., Nomerotsky N. V. et al.** Liquid phase epitaxial growth of elastically strained  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$  and  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  solid solutions on GaAs substrates // *J. Crystal Growth.* 1995. **149**. P. 17.
17. **А. с. 4235335 СССР.** Спектроэллипсометр /С. В. Рыхлицкий, В. К. Соколов, В. Н. Федоринин. Опубл. 28.07.89, Бюл. № 27.
18. **Aspnes D. E.** Optical properties of thin films // *Thin Solid Films.* 1982. **89**. P. 249.
19. **Zollner S.** Model dielectric functions for native oxides on compound semiconductors // *Appl. Phys. Lett.* 1993. **63**, N 18. P. 2523.
20. **Аззам Р., Башара Н.** Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.
21. **Erman M., Theeten J. B., Chambon P. et al.** Optical properties and damage analysis of GaAs single crystals partly amorphized by ion implantation // *J. Appl. Phys.* 1984. **56**, N 10. P. 2664.
22. **Jr. Terry F. L.** A modified harmonic oscillator approximation scheme for the dielectric constants of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  // *J. Appl. Phys.* 1991. **70**. P. 409.
23. **Passler R.** Comparison of different analytical description of the temperature dependence of the indirect energy gap in silicon // *Solid-State Electronics.* 1996. **39**, N 9. P. 1311.

*Поступила в редакцию 25 июня 1999 г.*