

ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА И СПЛАВНОЕ РАССЕЯНИЕ В СОЕДИНЕНИЯХ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

Галванаускас А., Гореленок А., Добровольскис З., Кершулис С.,
Пожела Ю., Реклайтис А., Шмидт Н.

Экспериментально и численно методом Монте-Карло исследованы вольтамперные характеристики в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. Показано существенное влияние сплавного рассеяния на зависимость дрейфовой скорости от электрического поля.

Введение. Интенсивное исследование четверных твердых растворов $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ вызвано использованием этого материала для источников и приемников оптической связи с применением кварцевых световодов малых потерь и малой дисперсии в интервале длин волн $1.0 \div 1.7$ мкм [1]. Подбирая состав раствора, можно создать приборы с рабочей длиной волны именно в этом интервале. Наряду с применением твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ для оптоэлектроники он может быть полезен и для быстродействующей электроники и СВЧ техники. Это связано с тем, что данный материал обладает большими максимальными дрейфовыми скоростями, большими, чем в InP и GaAs , и глубокой отрицательной дифференциальной подвижностью [2]. Теоретические результаты из [2] подтверждаются экспериментальными работами [3, 4]. Однако в них отсутствует точное определение значений критических полей и максимальных дрейфовых скоростей для нескольких составов.

Как показано в работе [5], в этих материалах значения критического поля и максимальной дрейфовой скорости сильно зависят от сплавного рассеяния. Целью настоящей работы было установить влияние сплавного рассеяния на явления переноса в четверном соединении InGaAsP . Это влияние определили, сопоставляя рассчитанные методом Монте-Карло и экспериментально измеренные зависимости дрейфовой скорости электронов от величины электрического поля. Измерения и расчеты проводились для следующих наиболее часто используемых составов: $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$, $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.63}\text{P}_{0.37}$, $\text{In}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{As}_{0.42}\text{P}_{0.58}$. Дрейфовая скорость измерялась через 25 пс от начала электрического импульса, что позволило избежать влияния явлений, характерные времена развития которых больше этой величины.

Образцы и методика эксперимента. Объектом исследований были эпитаксиальные слои твердых растворов InGaAsP , полученных методом жидкофазной эпитаксии. Для получения образцов с концентрацией порядка 10^{15} см^{-3} раствор расплава легировался редкоземельными элементами [6]. В жидкой фазе редкоземельные элементы взаимодействуют с фоновыми донорами VI группы (главным образом с кислородом и серой) и образуют тугоплавкие халькогениды, которые выпадают в шлак, снижая тем самым концентрацию фоновых доноров на несколько порядков.

Структуры создавались на полуизолирующих подложках $\text{InP} : \text{Fe}$ с ориентацией (100) и $\rho = 10^7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Эпитаксиальные слои различных составов выращивались из растворов-расплавов, легированных гадолинием или гольмием. Толщина слоев составляла $2 \div 3$ мкм.

Омические контакты создавались вакуумным нанесением эвтектического сплава AuGe в виде полосок (410 мкм) с последующим вжиганием в атмосфере водорода при 420°C в течение 2 мин.

Материал	Длина, мкм	$n_{300\text{ К}}, \text{ см}^{-3}$	$\mu_{300\text{ К}}, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
$\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.63}\text{P}_{0.37}$	50	$8 \cdot 10^{15}$	3480
$\text{In}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{As}_{0.42}\text{P}_{0.58}$	50	$1 \cdot 10^{15}$	3100
$\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$	250	$2.5 \cdot 10^{14}$	5800

Концентрация и подвижность носителей определялись для образцов из $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.63}\text{P}_{0.37}$ и $\text{In}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{As}_{0.42}\text{P}_{0.58}$ методом, предложенным в работе [7], а для образцов из $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$ — по эффекту Холла. Результаты этих исследований и длина образцов представлены в таблице.

На рис. 1 изображена блок-схема экспериментальной установки, использованной в данной работе. Пикосекундная лазерная система состоит из генератора (пикосекундный лазер VIJUKA) с активным элементом из АИГ: Nd^{3+} , системы выделения одиночного оптического импульса и усилителя. Система выделения одиночного импульса содержит две электрооптические ячейки Покельса МЛ-103, управляемые электронной схемой на лавинных транзисторах. Она обеспе-

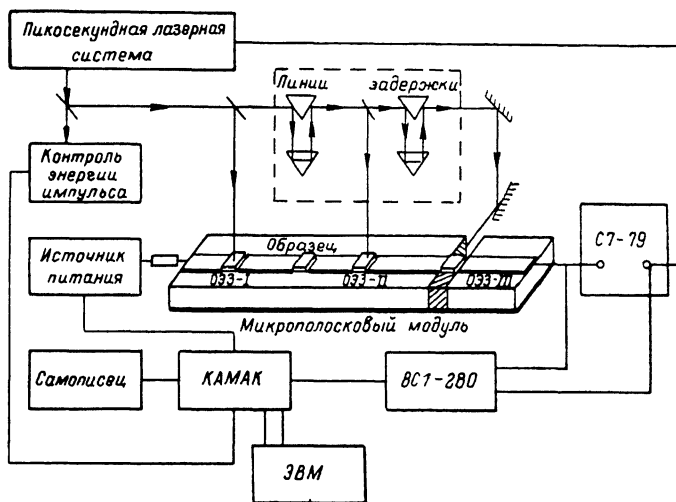


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

чивает контраст в цуге порядка $2 \cdot 10^3$. Кроме того, данная электронная схема вырабатывает импульс запуска регистрирующей системы, опережающий одиночный оптический импульс на 45 нс. Выходные параметры лазерной системы: длительность импульса — 25 пс, энергия на длине волны 1.06 мкм — 200 мкДж, на 0.53 мкм — 30 мкДж, частота следования — 12 Гц.

Устройство работает следующим образом. Энергия оптического импульса делится на четыре части. Первая (малая) часть подавалась на систему контроля энергии генерируемого оптического импульса. Система контроля состоит из кремниевого фотоэлектронного затвора (ОЭЗ), работающего в режиме измерения энергии оптического импульса [8] и подключенного к ЭВМ Электроника-60. При флуктуациях энергии ниже установленного уровня данные импульсы не учитываются в измерениях. Три оставшиеся части светового импульса освещают три ОЭЗ измерительного микрополоскового модуля. Первый из них служит для генерации электрического импульса, подаваемого на образец, а следующих два — для «вырезания» короткой части из импульса, прошедшего через образец. Момент вырезания устанавливается при помощи первой линии задержки, а длительность «вырезанного» импульса (в дальнейшем стробимпульса) — второй линией задержки. Стробимпульс с микрополоскового модуля поступает на вход осциллографа С7-19 (6 ГГц) или на стробоскопический преобразователь напряжения ВС1-280. Стробоскопический преобразователь напряжения выра-

батывает сигнал, пропорциональный амплитуде стробимпульса. Этот сигнал измеряется блоком АЦП системы КАМАК и его значение записывается в оперативную память ЭВМ для дальнейшей обработки. Обработывающая программа усредняет сигнал по 300 «выстрелов» лазера, анализируя только «выстрелы» с нужной энергией светового импульса. Измеренные характеристики ЭВМ рисует на самописце.

Микрополосковый модуль состоит из поликоровой несимметричной линии с волновым сопротивлением $\rho=50$ Ом. ОЭЗ-1, образец и ОЭЗ-2 монтируются в разрез верхней полоски линии, а ОЭЗ-3 включен вместо диэлектрика между верхней и нижней полосками. Расстояния между затворами и образцом подбирались таким образом, чтобы отражения от них не влияли на измерения. ОЭЗ-1 и ОЭЗ-3 размерами $300 \times 410 \times 50$ и $1000 \times 410 \times 500$ мкм изготовлены из Si с $\rho=200$ Ом·см и освещались $\lambda=1.06$ мкм, а ОЭЗ-2 размерами $250 \times 410 \times 50$ мкм — из InP : Fe с $\rho=10^7$ Ом·см и $\lambda=0.53$ мкм. Время нарастания электрического импульса, генерируемого ОЭЗ-1, составляло 20 пс, амплитуда (до 200 В) определялась напряжением заряда формирующей линии, а длительность — длиной формирующей линии.

ОЭЗ-2 пропускает сигнал только после освещения лазерным импульсом, а ОЭЗ-3, наоборот, после освещения закорачивает линию и сигнал не проходит. Таким образом ОЭЗ-2 «вырезает» переднюю часть импульса, а ОЭЗ-3 — заднюю.

Было определено максимальное временное разрешение данной стробирующей системы. Эксперимент и расчеты показали, что при энергиях оптического импульса, получаемых в данной установке, максимальное временное разрешение равно 20 пс. Оно достигается при минимальной длительности стробимпульса, когда его амплитуда еще равна амплитуде импульса, поступающего на стробирующую систему. Частотный спектр стробимпульса не зависит от его амплитуды. Поэтому, измеряя амплитуду стробимпульса аппаратурой, частотная полоса которой уже частотного спектра стробимпульса, получаем значение, пропорциональное настоящему значению амплитуды. Калибровка производится длинными импульсами, превышающими разрешающую способность аппаратуры.

Напряжения на образце и ток через него измерялись по методике прошедшего импульса [9]:

$$U = 2(U_{\text{пад}} - U_{\text{пр}}), \quad I = U_{\text{пр}}/Z_0.$$

Амплитуды падающего ($U_{\text{пад}}$) на образец и прошедшего через него ($U_{\text{пр}}$) импульсов определялись следующим образом. Амплитуда падающего импульса пропорциональна зарядному напряжению формирующей линии. Коэффициент пропорциональности находится по измерениям амплитуды длинного (200 ÷ 300 пс) импульса в отсутствие образца, т. е. определялась зависимость амплитуды падающего импульса от зарядного напряжения. Такими же импульсами измерялась амплитуда прошедшего через образец сигнала. Зарядные напряжения были невелики, чтобы в образце создавалось слабое электрическое поле, т. е. соблюдался закон Ома. Потом при тех же зарядных напряжениях формирующей линии калибровалась амплитуда стробимпульса фиксированной длины.

Сплавное рассеяние в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. Дрейфовая скорость электронов в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ вычислялась одночастичным методом Монте-Карло. В модели InGaAsP учитывались рассеяние на ионизованных примесях, акустическое и полярное оптическое рассеяние, а также междолинное рассеяние между эквивалентными и неэквивалентными долинами. В расчеты также было включено рассеяние электрона на сплавном потенциале с целью определения степени его влияния на зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля. Рассеяние на сплавном потенциале принималось упругим. Угловое распределение сплавного рассеяния обусловлено интегралом перекрытия для волновых функций электронов [10]. Вероятность рассеяния на сплавном потенциале вычислялась согласно [5]:

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{3\pi(m^*)^{3/2}}{8\sqrt{2}\hbar^4} \sqrt{\gamma(\varepsilon)} \frac{d\gamma(\varepsilon)}{d\varepsilon} \Omega \Delta U(x, y)^2, \quad (1)$$

где ε — энергия электрона, $\gamma(\varepsilon) = \varepsilon(1 + \alpha\varepsilon)$, α — коэффициент непараболичности в зоне проводимости, Ω — объем элементарной ячейки, $\Delta U(x, y)$ — сплавной потенциал, зависящий от состава соединения.

Из (1) видно, что вероятность рассеяния на сплавном потенциале сильно зависит от величины потенциала $\Delta U(x, y)$. Имеется три подхода при его определении: по теории электроотрицательности [11], по различию электронного сродства [12] и ширины запрещенных зон [13] бинарных соединений, составляющих данное четверное соединение. Величины потенциала $\Delta U(x, y)$, полученные этими тремя способами, существенно различаются. Поэтому в настоящей работе расчеты v — E -характеристик проводились с учетом сплавного по-

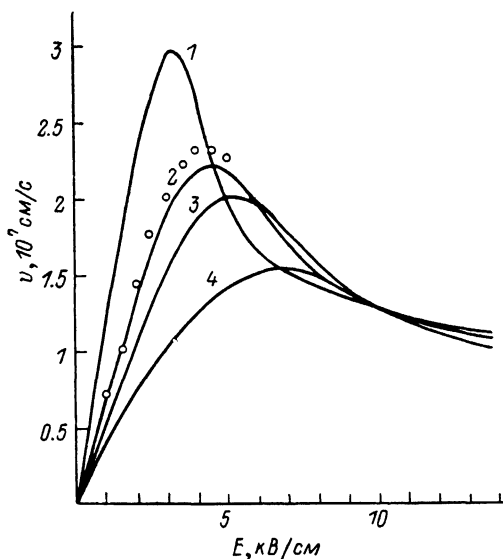


Рис. 2. v — E -характеристики для $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$.

Точки — экспериментальные результаты; результаты расчетов: 1 — без учета сплавного рассеяния, 2 — со сплавным потенциалом ΔU_{EN} , 3 — с потенциалом ΔU_{EA} , 4 — с ΔU_{EG} ; $n = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ К}$.

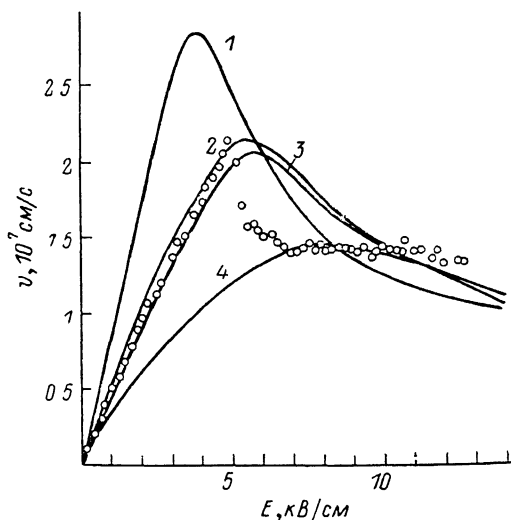


Рис. 3. v — E -характеристики для $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.65}\text{P}_{0.37}$.

Обозначения те же, что и на рис. 2; $n = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ К}$.

тенциала, определенного всеми тремя способами. Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными.

Численные значения параметров четверного соединения $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, необходимые для расчетов, определялись с помощью интерполяционной процедуры [14] по параметрам бинарных соединений, составляющих четверное соединение (InAs [15–18], GaAs [19], InP [20, 21] и GaP [17, 18]):

$$Q(x, y) = (1-x)yB(\text{InAs}) + (1-x)(1-y)B(\text{InP}) + xyB(\text{GaAs}) + x(1-y)B(\text{GaP}). \quad (2)$$

Здесь $Q(x, y)$ — параметр четверного соединения в зависимости от компонент x и y , а $B(\text{InAs})$, $B(\text{InP})$, $B(\text{GaAs})$, $B(\text{GaP})$ — параметры соответствующих бинарных соединений.

Результаты. Зависимость $v(E)$ можно получить из вольтамперных характеристик (ВАХ) образца по формуле $v(E) = I(E)/(en_0S)$, где e — заряд электрона, n_0 — концентрация электронов, S — поперечное сечение образца, I — ток в образце. Однако этим соотношением можно воспользоваться лишь в том случае, если электрическое поле в образце однородное, а концентрация носителей не изменяется. Если электрическое поле в образце больше критического

[выше которого наблюдается отрицательная дифференциальная подвижность (ОДП)], то любое маленькое возмущение концентрации начнет нарастать экспоненциально с дифференциальным временем диэлектрической релаксации $\tau_d = \epsilon \epsilon_0 / (en_0 \mu_d)$, где ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость материала, ϵ_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, а μ_d — дифференциальная подвижность электронов. Поле в образце становится неоднородным. Поэтому для измерения зависимости дрейфовой скорости от электрического поля в области ОДП необходимо измерять ВАХ сразу после создания электрического поля, пока оно еще достаточно однородное. Динамика перераспределения поля очень сложна, она зависит от τ_d , длины образца, концентрации носителей и от контактов. Однако в работе [22] показано, что при концентрациях менее 10^{15} см^{-3} и временах менее 30 пс от начала импульса дрейфовую скорость можно получить из ВАХ в области ОДП. Инжекция носителей тока из контактов не влияла на измерения, потому что за время измерений инжектированные носители даже с максимальной дрейфовой скоростью промультиплицировали проводимость только малой части образца. Изменения концентрации из-за ударной ионизации в домене сильного поля не наблюдалось.

На рис. 2—4 представлены зависимости дрейфовой скорости от поля, полученные из измерений ВАХ после 25 пс от начала импульса. Результаты даны для трех составов $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. На этих же рисунках для сравнения приведены вычисленные дрейфовые скорости при разных величинах потенциала сплавного рассеяния.

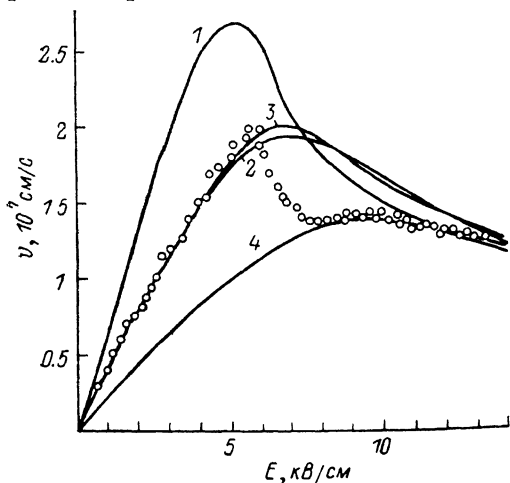


Рис. 4. v — E -характеристики для $\text{In}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{As}_{0.42}\text{P}_{0.58}$.

Обозначения те же, что и на рис. 2; $n=10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T=300 \text{ К}$.

Из сравнения v — E -характеристик, полученных экспериментально и вычисленных методом Монте-Карло, следует, что лучшее согласие между ними достигается при использовании сплавного потенциала ΔU_{EA} , определяемого согласно теории электроотрицательности. В этом случае разница между величинами критического электрического поля, полученными экспериментально и теоретически, для всех трех исследованных составов не превышала 10%. Совпадение теоретически и экспериментально определенной максимальной дрейфовой скорости получено с еще более высокой точностью.

Результаты расчетов, полученные с использованием величины сплавного потенциала ΔU_{EA} , определенного по различию электронного сродства бинарных соединений InGaAsP , хорошо описывают экспериментальные результаты только при $x=0.19$. В случае применения сплавного потенциала ΔU_{BG} , определенного по различию запрещенных зон бинарных соединений, составляющих InGaAsP , получено существенное различие между теоретическими и экспериментальными результатами для всех составов. Таким образом, в InGaAsP сплавное рассеяние имеет существенное значение при формировании дрейфовой скорости горячих электронов. Полученное хорошее совпадение между экспериментом и расчетами показывает, что, во-первых, аппроксимация сплавного потенциала прямоугольной потенциальной ямой является хорошим приближением. Во-вторых, значение сплавного потенциала $\Delta U(x, y)$ близко к $\Delta U_{EA}(x, y)$. Количественное соответствие между расчетом и экспериментом, полученное для трех разных составов InGaAsP , позволяет также полагать, что определение параметров этого материала путем линейной интерполяции между соответствующими параметрами InAs , InP , GaAs и GaP , согласно формуле (2), является обоснованным.

Максимальная дрейфовая скорость в InGaAsP при $y=0.63\div 0.8$ из-за влияния сплавного рассеяния не превышает $2.3 \cdot 10^7$ см/с, а отношение максимальной дрейфовой скорости к скорости насыщения находится в пределах $2.2\div 1.7$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Casey H. C., Panish M. B. Heterostructure lasers. Pt B. Materials and operating characteristics. N. Y., 1978. 352 p.
- [2] Littlejohn M. A., Hauser J. R., Glisson T. H. — Appl. Phys. Lett., 1977, v. 30, N 5, p. 242—244.
- [3] Houston B., Restorff J. B., Allgaier R. S., Burke J. R., Ferry D. K., Antypas G. A. — Sol. St. Electron., 1978, v. 21, N 1, p. 91—94.
- [4] Kowalsky W., Schlachetzki A. — Sol. St. Electron., 1985, v. 28, N 3, p. 299—305.
- [5] Littlejohn M. A., Hauser J. R., Glisson T. H., Ferry D. K., Harrison J. W. — Sol. St. Electron., 1978, v. 21, N 1, p. 107—114.
- [6] Баграев Н. Т., Власенко Л. С., Гапоев К. А., Гореленок А. Т., Каманин А. В., Мамутич В. В., Пушный Б. В., Тиболов В. К., Толпаров Ю. П., Шубин А. Е. — ФТП, 1984, т. 18, в. 1, с. 83—85.
- [7] Иванютин Л. А., Кибидкас К. И., Крупышев Р. С., Ламм В. Н., Паршилюнас И. В., Цыпленков И. Н. — Электрон. техн., Материалы, 1985, № 8, с. 27—31.
- [8] Адомайтис Э., Добровольскис З., Кроткус А. — ПТЭ, 1984, № 4, с. 188—190.
- [9] Adomaitis E., Dobrovolskis Z., Krotkus A. — Appl. Phys. Lett. A, 1985, v. 38, N 2, p. 145—149.
- [10] Fawcett W., Boardmann A. D., Swain G. — J. Phys. Chem. Sol., 1970, v. 31, N 9, p. 1963—1990.
- [11] Phillips J. C. — Rev. Mod. Phys., 1970, v. 42, N 3, p. 317—356.
- [12] Harrison J. W., Hauser J. R. — Phys. Rev. B, 1976, v. 13, N 12, p. 5347—5350.
- [13] Glicksman M., Enstrom R. E., Mittleman S. A., Apper J. R. — Phys. Rev. B, 1974, v. 9, N 4, p. 1621—1630.
- [14] Adachi S. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 12, p. 8775—8792.
- [15] Jung V. J., Kim B. H., Lee H. J. — Phys. Rev. B, 1982, v. 26, N 6, p. 3151—3164.
- [16] Rode D. L. — Phys. Rev. B, 1970, v. 2, N 4, p. 1012—1018.
- [17] Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Полупроводниковые материалы для приборов с междолинным переносом электронов. Харьков, 1982. 144 с.
- [18] Ridley B. — J. Appl. Phys., 1977, v. 48, N 2, p. 754—764.
- [19] Pozela J., Reklaitis A. — Sol. St. Electron., 1980, v. 23, N 3, p. 927—933.
- [20] Hammar C., Vinter B. — Sol. St. Commun., 1972, v. 11, N 5, p. 751—754.
- [21] Glover G. H. — J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 3, p. 1295—1302.
- [22] Grigoros K., Dobrovolskis Z., Krotkus A. — Submitted to Appl. Phys. A, 1987.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получена 28.03.1988
Принята к печати 16.05.1988