

## ПРИМЕНЕНИЕ РАЗМЕРНО-КВАНТОВЫХ СТРУКТУР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

И. А. Карпович, А. В. Аншоң, Н. В. Байдусь, Л. М. Батукова,  
Ю. А. Данилов, Б. Н. Звонков, С. М. Планкина

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603600, Нижний Новгород, Россия

(Получена 26 мая 1993 г. Принята к печати 16 июня 1993 г.)

Показана возможность изучения дефектообразования при химических, радиационных и других воздействиях на поверхность полупроводника с помощью размерно-квантованных структур, в которых встроенные вблизи поверхности квантовые гетероямы используются в качестве зондов — индикаторов дефектов. Этим методом могут быть определены ширина и профиль дефектной области, концентрация фотоэлектрически активных дефектов и некоторые другие характеристики дефектообразования. На гетероструктуре GaAs/In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As исследовано дефектообразование при анодном окислении и облучении ионами аргона поверхности GaAs.

Уникальные свойства размерно-квантованных структур открывают перспективы их использования не только в электронике, но и в других областях. В данной работе рассматривается возможность их применения для изучения процессов дефектообразования при химических, радиационных и других воздействиях на поверхность полупроводника. Эта возможность, отмеченная в [1], основана на использовании квантовых гетероям (КГЯ), встроенных в базовый полупроводник на достаточно малых расстояниях от поверхности, в качестве зондов, реагирующих на появление в окрестности ям дефектов, изменяющих рекомбинационные или другие доступные контролю характеристики КГЯ. Отметим некоторые особенности КГЯ в качестве зонда — индикатора дефектов.

1. Благодаря малой ширине КГЯ (физический предел — монослой) и возможности ее размещения на разных и достаточно точно известных расстояниях от поверхности, с помощью КГЯ, как будет показано дальше, можно контролировать локальную концентрацию дефектов и профиль ее распределения в приповерхностной области, что позволяет для диффузионных профилей определять коэффициент диффузии. При встраивании в полупроводник нескольких КГЯ разной ширины или разного химического состава для идентификации ям по спектру можно сразу получать пространственное распределение дефектов.

2. Для контроля состояния КГЯ наряду с традиционным методом фотолюминесценции (ФЛ) [2] могут быть использованы фотоэлектрические методы, основанные на измерениях конденсаторной фотоэдс (КФЭ) или фотопроводимости [1, 3].

3. Размерно-квантованные структуры позволяют определять очень резкие профили распределения дефектов и на малых расстояниях от поверхности, что открывает новые возможности изучения низкотемпературных процессов миграции дефектов и примесей.

В данной работе с помощью размерно-квантованной гетероструктуры GaAs/InGaAs исследовано дефектообразование при анодном окислении и облущении ионами аргона поверхности GaAs.

### Методика эксперимента

Основные исследования проведены на гетероструктуре, представлявшей собой слой  $n$ -GaAs (толщина  $d_0 \approx 1.4$  мкм,  $n_0 \approx 3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ) с тремя встроенными у поверхности КГЯ In $_{0.3}$ Ga $_{0.7}$ As. Структура получена методом МОС гидридной эпитаксии на полуизолирующей подложке (100). Ширина КГЯ (8.4 и 2.5 нм) уменьшалась при удалении ямы от поверхности. Благодаря этому изменения спектральных характеристик структуры, инициированные процессами на поверхности, начинались в низкоэнергетической части спектра, что делало их более заметными и удобными для анализа. Барьерные слои, отделявшие первую яму от поверхности и разделявшие ямы между собой, имели ширину  $\Delta x_B = 35$  нм.

Исследовались спектры ФЛ при 77 К и КФЭ на поверхностном барьере при 300 К. Методики исследования описаны в [1].

Анодное окисление поверхности GaAs проводилось в гальваностатическом режиме при плотности тока 1 мА/см $^2$  в электролите: 3% раствор винной кислоты в смеси этиленгликоля с водой (1 : 2). Толщина окисла определялась по постоянной роста ( $\approx 2$  нм/В) и контролировалась методом эллипсометрии.

Имплантировались ионы Ag $^+$  с энергией 5 кэВ и дозами до  $10^{12}$  см $^{-2}$ .

### Экспериментальные результаты и обсуждение

На спектре ФЛ гетероструктуры при 77 К (рис. 1, кривая 1) видны три хорошо разрешенных пика, соответствующие каждой из ям, и пик ФЛ GaAs при  $h\nu \approx 1.5$  эВ. При 300 К применение метода ФЛ затрудняется более низкой интенсивностью и слабым разрешением пиков ФЛ. При этой температуре удобен метод КФЭ, благодаря достаточно хорошему разрешению полос фоточувствительности отдельных ям (рис. 2, кривая 1) и большому запасу чувствительности измерительной схемы. На этом и других рисунках фотоответ  $\Delta V_{ph}$  приведен к одинаковому числу падающих на образец фотонов.

1. *Анодное окисление поверхности.* При протекании химических реакций на поверхности твердого тела (окисления, травления и др.) генерируются точечные дефекты (см., например, [4, 5]). Мигрируя в объем и вступая там в реакции между собой, а также с изначально присутствующими в объеме дефектами и примесями, они могут образовывать комплексы, являющиеся эффективными центрами захвата и рекомбинации.

Рис. 1 показывает влияние ступенчатого анодного окисления поверхности GaAs на спектр ФЛ. На первых ступенях окисления, когда внутренняя граница окисла находится достаточно далеко от первой ямы, окисление не влияет на ФЛ (кривая 1). Однако после приближения этой границы к первой яме на некоторое критическое расстояние происходит очень сильное гашение ФЛ в этой яме при незначительном приращении толщины окисла (кривые 2—4). Интенсивность ФЛ в других ямах и в GaAs при этом практически не изменяется. Последнее означает, что гашение ФЛ не связано с изменением состояния поверхности, например, с увеличением скорости поверхностной рекомбинации (СПР), так как при  $\Delta x_B \ll L_p \approx 1$  мкм [6], где  $L_p$  — длина диффузии дырок, изменение СПР должно было бы примерно одинаково влиять на ФЛ всех КГЯ. Естественное поэтому считать, что гашение ФЛ в первой яме обусловлено локальным увеличением концентрации дефектов — центров рекомбинации в материале ямы или на ее гетерограницах.

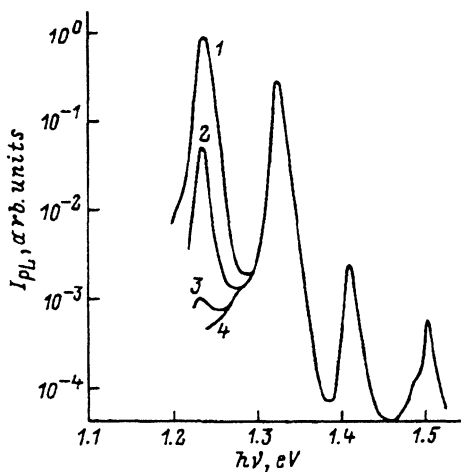


Рис. 1. Влияние анодного окисления на спектр ФЛ гетероструктуры (77 К).  $d_{ox}$ , нм: 1 — 0, 10, 20 (изменения в пределах 20% на рис. не показаны); 2 — 26; 3 — 28; 4 — 70.

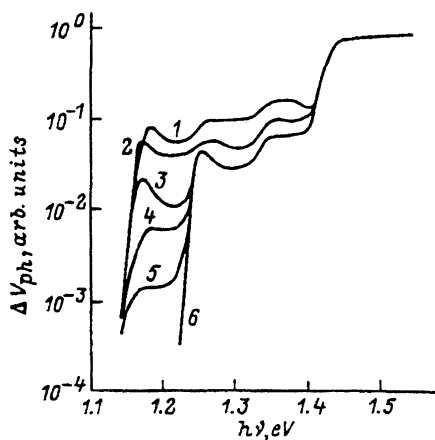


Рис. 2. Влияние анодного окисления на спектр КФЭ гетероструктуры (300 К).  $d_{ox}$ , нм: 1 — 0, 2 — 10, 3 — 28, 4 — 33, 5 — 35, 6 — 41, 70.

Расстояние от границы окисла до  $i$ -ой КГЯ

$$x_i = x_{i0} - \gamma d_{ox}, \quad (1)$$

где  $x_{i0}$  — начальное удаление ямы от поверхности,  $d_{ox}$  — толщина окисла,  $\gamma = d_s/d_{ox}$ ,  $d_s$  — толщина слоя GaAs, расходуемого на образование окисла толщиной  $d_{ox}$ . По данным о среднем составе [7] и плотности [8] анодного окисла, параметр  $\gamma = 0.65 \pm 0.05$ . При этом значении  $\gamma$  из (1) следует, что гашение ФЛ начинается при  $x_1 \approx 21$  и уже при  $x_1 \approx 18$  нм ФЛ полностью гасится.

Подобным образом, но со сдвигом к несколько большим значениям  $d_{ox}$  меняется при окислении спектр КФЭ (рис. 2). Заметим, что проявление на кривых 3—5, полученных уже после полного гашения ФЛ, фоточувствительности первой ямы ясно показывает, что гашение ФЛ не вызвано окислением материала самой ямы. Полное исчезновение фоточувствительности в первой яме происходит при  $x_1 \approx 12$  нм.

На рис. 3 (кривые 1, 2) приведены зависимости  $I_{PL}(x_1)$  и  $\Delta V_{ph}(x_1)$ . Из них следует, что вместе с фронтом химической реакции движется дефектная область с высокой концентрацией и очень крутым профилем распределения дефектов. В связи с разной чувствительностью ФЛ и КФЭ к концентрации дефектов ширину этой области  $\Delta x_D$  можно определить по расстоянию  $x_1$  от границы окисла до первой ямы, отсчитываемого либо в начале сильного уменьшения КФЭ, либо в конце гашения ФЛ. При таком определении оба способа дают  $\Delta x_D \approx 18$  нм.

Ширина дефектной области  $\Delta x_D$  и концентрация в ней дефектов  $N_D$ , очевидно, должны сильно зависеть от способа и режима окисления. Так, в КГЯ на поверхности GaAs, в которой одной из стенок ямы была граница InGaAs с собственным окислом, выращавшим после вынесения слоя из реактора, не происходило полного гашения ФЛ [1]. Наличие сравнительно протяженной и более дефектной области вблизи границы анодного окисла, вероятно, обусловлено сильно неравновесным характером электрохимической реакции анодного окисления. Возможно, увеличению дефектности способствует и ступенчатое проведение реакции.

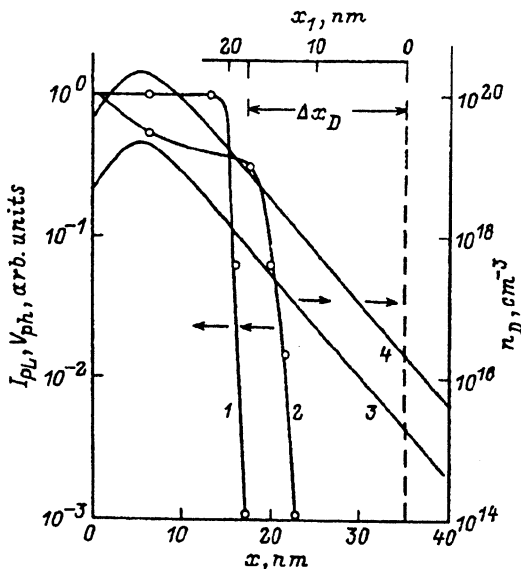


Рис. 3. Зависимости интенсивности ФЛ  $I_{PL}$  (1) и сигнала КФЭ  $V_{ph}$  (2) от рассеяния, отсчитываемого от поверхности ( $x$  — нижняя шкала) и от границы окисла ( $x_1$  — верхняя шкала). 3, 4 — теоретические профили распределения первичных дефектов при имплантации ионов аргона с энергией 5 кэВ и дозой  $D$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 3 —  $10^{11}$ , 4 —  $10^{12}$ . Штриховая линия показывает положение правой КГЯ.

У порога фоточувствительности КГЯ иногда наблюдаются пики КФЭ, напоминающие экситонные пики поглощения (рис. 2, кривые 1—3). Однако в данном случае наличие этих пиков свидетельствует не о совершенстве структуры КГЯ, а наоборот является признаком ее дефектности. На это указывает тот факт, что после значительного уменьшения фоточувствительности первой ямы выявляется пик на спектре КФЭ второй ямы (кривые 4—6), что естественно связать с накоплением в ней дефектов. Однако при этом еще не происходит гашения ФЛ. Это можно понять, если предположить, что уровни дефектов, имеющих достаточно высокую концентрацию, расположены близко к краю разрешенной зоны или находятся в самой этой зоне, что приводит к отклонению функции плотности состояний КГЯ от стандартной ступенчатой формы.

2. *Имплантация ионов аргона.* Рис. 4 показывает влияние на спектр ФЛ облучения поверхности GaAs ионами  $\text{Ag}^+$ .

После первого облучения с дозой  $10^{11} \text{ см}^{-2}$  интенсивность ФЛ в первой яме уменьшилась почти на 2 порядка и примерно в 3 раза во второй яме (кривая 2). После второго облучения с дозой  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  произошло полное гашение ФЛ в первой яме и уменьшение еще в 4 раза во второй (кривая 3). Интересно, что ФЛ в GaAs при этом практически не изменилась. Этот удивительный результат объяснен в работе [8] на основе теории [9], из которой следует, что при достаточно большой СПР, как и при малой, интенсивность краевой ФЛ в полупроводнике не зависит от СПР. На обычной поверхности GaAs СПР достигает  $10^6 \text{ см}^2/\text{с}$  [8, 10].

На рис. 3 (кривые 3, 4) показаны теоретические профили распределения первичных радиационных дефектов (пар Френкеля), рассчитанные для аморфной мишени по формуле [11]

$$n_D(x) = \frac{\nu(E) D}{2 \sqrt{2\pi} E_D \Delta R_{pD}} F_p(x), \quad (2)$$

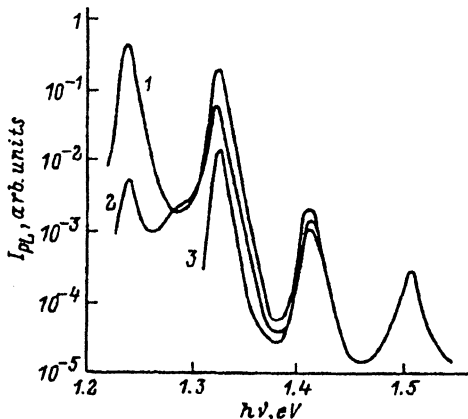


Рис. 4. Влияние имплантации ионов аргона на спектр ФЛ гетероструктуры (77 К). Доза облучения  $D$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 1 — 0, 2 —  $10^{11}$ , 3 —  $10^{12}$ .

где  $\nu$  ( $E$ ) — энергия, выделенная в упругих столкновениях;  $D$  — доза облучения;  $E_D$  — пороговая энергия, необходимая для смещения атома мишени из узла в междоузлии;  $R_{PD}$  и  $\Delta R_{PD}$  — средняя глубина и среднеквадратичное отклонение пространственного распределения энергии, выделенной в упругих столкновениях;  $F_p(X)$  — функция распределения Пирсона IV типа [12];  $X = (x - R_{PD})/\Delta R_{PD}$ . Формула (2) не учитывает эффекты каналирования ионов, рекомбинации и диффузии дефектов.

При расчетах для  $E = 5$  кэВ были приняты значения параметров:  $E_D = 10$  эВ [13],  $\nu(E) = 3.5$  кэВ,  $R_{PD} = 6$  нм,  $\Delta R_{PD} = 4$  нм. Последние три параметра взяты для германия [12], плотность и атомная масса которого близки к плотности и средней массе атомов в GaAs.

На основе распределения первичных дефектов можно объяснить гашение ФЛ только в первой яме, где  $n_D > 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при  $D = 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (кривая 4 на рис. 3). В районе второй ямы, удаленной от поверхности на  $\approx 80$  нм, концентрация  $n_D$  уменьшается еще на 4 порядка и явно недостаточна для значительного гашения ФЛ. Наличие более высокой концентрации дефектов на таком расстоянии может быть обусловлено несколькими причинами: каналированием ионов, для устранения которого не принималось специальных мер, диффузией дефектов из области их генерации и накоплением дефектов в результате гетерирующего действия гетеропрослойки. Для сравнительной оценки роли этих факторов требуется проведение специальных исследований.

Как и при анодном окислении, при ионной имплантации КФЭ оказывается значительно менее чувствительной к дефектности структуры, чем ФЛ. При уменьшении ФЛ в первой яме более чем на 3 порядка КФЭ от этой ямы уменьшается только на порядок (рис. 5, кривая 3). При этом спектр КФЭ второй ямы приобретает характерную пикообразную форму, что подтверждает связь такой формы спектра КФЭ с дефектностью КГЯ.

3. Природа и некоторые параметры дефектов. Высокая концентрация пар Френкеля, возникающих в подрешетках Ga и As при внедрении ионов аргона, должна приводить к образованию различных комплексов из этих дефектов. Естественно ожидать, в частности, образования центров  $EL2$ , которые представляют собой, по последним данным [14], антиструктурный дефект  $As_{Ga}$  в комплексе с вакансией  $V_{As}$  и атомом в междоузлии  $As_i$ . Эти центры, являющиеся основным глубоким донором в GaAs естественного происхождения, играют важную роль в электронных и фотоэлектронных явлениях [15]. После

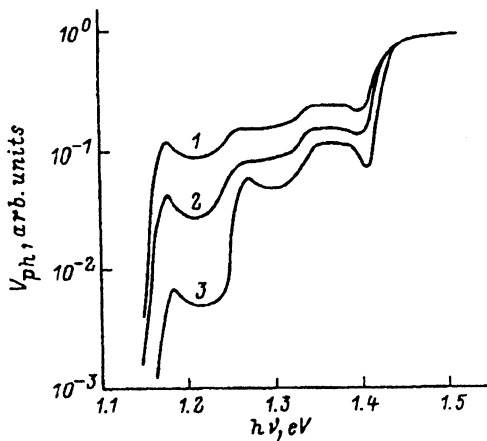


Рис. 5. Влияние имплантации ионов аргона на спектр КФЭ гетероструктуры (300 К). Доза облучения  $D$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 1 — 0, 2 —  $10^{11}$ , 3 —  $10^{12}$ .

имплантации ионов аргона в спектре КФЭ действительно появляется или усиливается полоса примесной фоточувствительности при  $h\nu \approx 0.75\text{—}0.8$  эВ (рис. 6, кривая 4), связанная с этими центрами (см., например, [16]).

В гетероструктурах на полуизолирующей подложке фоточувствительность, связанную с центрами  $EL2$  радиационного происхождения, приходится выделять на фоне фоточувствительности, обусловленной наличием этих центров в подложке. Для изучения этих центров более удобны гетероструктуры на  $n^+$ -подложках, в которых примесная фоточувствительность обычно становится заметной только после облучения. Кривые 4, 5 на рис. 6 получены на такой структуре с одной КГЯ, имеющей порог фоточувствительности около 1.2 эВ. Спад фоточувствительности на этих кривых при  $h\nu > 1.35$  эВ обусловлен применением фильтра из GaAs для устранения рассеянного коротковолнового излучения.

После анодного окисления обнаружить фотоэлектрически активные дефекты при  $h\nu > 0.7$  эВ и  $T = 300$  К не удалось. Однако при  $T < 150$  К наблюдалось появление примесной фоточувствительности при  $h\nu \approx 1.1$  эВ (рис. 6, кривая 2), которая увеличилась почти на 2 порядка при 77 К (кривая 1), при этом проявлялся второй уровень при  $h\nu \approx 0.97$  эВ. Поскольку дефекты, возникающие при анодном окислении, локализованы у вершины барьера обедненного или даже инверсионного слоя, с ними связаны уровни  $E_{t1} \approx E_c - 1.1$  и  $E_{t2} \approx E_c - 0.97$  эВ.

При  $T > 150$  К уровень Ферми вблизи границы GaAs с окислом лежит ниже  $E_{t1}$  и оба примесных уровня не проявляются на спектре КФЭ (кривая 3). Вероятно, по этой причине эти уровни не проявляются и при низкой температуре на некоторых образцах, окисленных при других условиях. Из-за различий в состоянии границы уровень Ферми в них не занимает соответствующего положения относительно уровней ловушек.

В связи с тем, что коэффициент межзонного оптического поглощения КГЯ не зависит от ширины ямы и слабо зависит от состава твердого раствора [17], КГЯ удобно использовать в качестве эталона поглощения для определения по спектральной зависимости КФЭ коэффициента поглощения и, следовательно, концентрации фотоэлектрически активных введенных или изначально присутствующих в объеме дефектов. Однако для этого КГЯ должна находиться в области достаточно сильного электрического поля поверхностного барьера, когда, благодаря туннельной эмиссии электронно-дырочных пар из ямы [1],

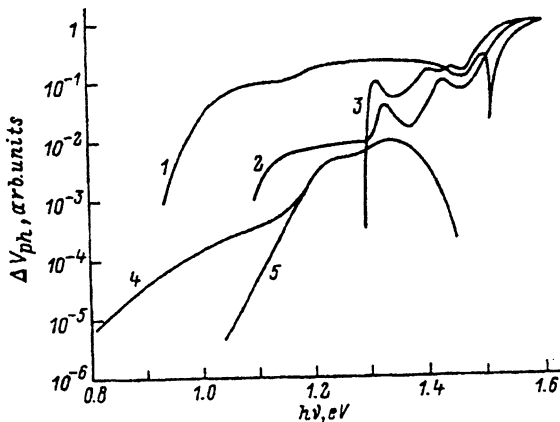


Рис. 6. Спектры КФЭ гетероструктур: 1—3 — анодноокисленной ( $d_{ox} = 70$  нм), 4, 5 — облученной ионами аргона (освещение через фильтр из GaAs).  $D$ , см<sup>-2</sup>: 4 —  $10^{12}$  см<sup>-2</sup>, 5 — 0. Т, К: 1 — 77, 2 — 146, 3 — 174, 4, 5 — 300.

квантовая эффективность поглощенного ямой излучения в явлении КФЭ приближается к единице. При этом возможны два случая.

а. Примесная фоточувствительность, связанная с дефектами, меньше фоточувствительности КГЯ, как на кривой 4 (рис. 6). Величина фотоответа в области совместного поглощения КГЯ и дефектов при некотором значении  $h\nu$  равна

$$\Delta V_1 \sim (\beta_0 + \beta_{DS}),$$

где  $\beta_0$  — коэффициент поглощения КГЯ,

$$\beta_{DS} = \sigma_D N_{DS} = \sigma_D \int_0^{\Delta x_D} N_D(x) dx = \sigma_D \bar{N}_D \Delta x_D, \quad (3)$$

$\beta_{DS}$  и  $N_{DS}$  — приведенные к значениям на поверхности коэффициент поглощения и концентрация дефектов соответственно,  $\sigma_D$  — сечение захвата фотона дефектом,  $N_D(x)$  и  $\bar{N}_D$  — локальная и средняя концентрации дефектов в основной области их локализации шириной  $\Delta x_D$ . Если обозначить через  $\Delta V_2 \sim \beta_{DS}$  экстраполированную к выбранному значению  $h\nu$  величину фотоответа, обусловленного примесным поглощением, и через  $\eta$  отношение  $\Delta V_2/\Delta V_1$ , то

$$\beta_{DS} = \beta_0 \eta / (1 - \eta). \quad (4)$$

По спектральной зависимости КФЭ можно затем определить  $\beta_{DS}(h\nu)$  во всей примесной области.

б. Примесная фоточувствительность превышает фоточувствительность КГЯ (кривая 1 на рис. 6). В этом случае яма не видна на спектре КФЭ, но фотоответ от нее может быть измерен до введения дефектов или при более высоких температурах (кривая 3). При расположении КГЯ в сильном электрическом поле ее относительная фоточувствительность, нормированная на фоточувствительность  $\Delta V_0$  в области собственного поглощения GaAs, равна  $S_1 = \Delta V_1/\Delta V_0$ , где  $\Delta V_1$  — сигнал фотоответа (в расчете на один квант падающего излучения) в области поглощения КГЯ. Величина  $S_1$  есть некоторая константа

для данной гетероструктуры, так как практически не зависит от температуры и одинакова для разных слоев. Используя это обстоятельство, можно определить  $\beta_{DS}$  из выражения

$$\beta_{DS} = \beta_0 (S_2/S_1), \quad (5)$$

где  $S_2 = \Delta V_2/\Delta V_0$  — нормированная примесная фоточувствительность. Последний способ применим, конечно, и в случае *a*, но он обеспечивает меньшую точность. По формулам (3)—(5) можно определять и концентрацию изначально присутствующих дефектов и примесей, равномерно распределенных в эпитаксиальном слое. В этом случае нужно только в выражении (3) заменить  $\Delta x_D$  длиной собирания неосновных носителей поверхностным барьером  $l_c$ . При  $\alpha l_c \ll 1$  и  $d_0 > 2l_c$  эта длина равна

$$l_c = W + L_p,$$

где  $W$  — ширина поверхностного барьера при освещении. Если  $d_0 \leq W + L_p$ , то следует определять  $l_c$  с учетом конечной толщины слоя и наличия внутреннего барьера [18].

Если принять для КГЯ  $\beta_0 = 7 \cdot 10^{-3}$  [17] и для центров  $EL2$   $\sigma_D = 7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2}$  [19], то  $\beta_{DS} \approx 2 \cdot 10^{-4}$  и  $N_{DS} \approx 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  при дозе  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ , т. е. ион  $\text{Ag}^+$  с энергией 5 кэВ создает в среднем 2—3 центра  $EL2$ . При травлении поверхностного слоя на глубину 10 нм  $N_{DS}$  уменьшается более чем в 3 раза, а после следующего травления на такую же глубину  $N_{DS}$  уменьшается до неизмеримо малой величины. Это означает, что центры  $EL2$  локализованы в области максимума распределения первичных дефектов шириной  $\Delta x_D \approx 10$  нм, где их объемная концентрация  $N_D \approx 2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Это значение на 2 порядка превышает максимальную концентрацию центров  $EL2$  в необлученном GaAs [15]. Заметим, что исходная концентрация этих центров в слоях была ниже чувствительности фотоэлектрического метода ( $\approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при равномерном распределении).

Концентрация фотоэлектрически активных дефектов вблизи анодного окисла, природа которых не установлена, оказывается еще более высокой. Для кривой *I* на рис. 6 оценка по формуле (5) дает  $\beta_{DS} \approx 10^{-2}$  и при  $\sigma_D \sim 10^{-16}$ ,  $N_{DS} \sim 10^{14}$ ,  $N_D \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] И. А. Карпович, В. Я. Алешкин, А. В. Аншон, Л. М. Батукова, В. Н. Звонков, С. М. Планкина. ФТП, 26, 1886 (1992).
- [2] M. A. Herman, O. Bimberg, J. Christen. J. Appl. Phys., 70, R1 (1991).
- [3] И. А. Карпович, В. Я. Алешкин, А. В. Аншон, Т. С. Бабушкина, Б. Н. Звонков, И. Г. Малкина. ФТП, 24, 2172 (1990).
- [4] S. Hu. J. Appl. Phys., 45, 1567 (1974).
- [5] А. Ф. Вяткин, А. Г. Итальянцев, Н. В. Конецкий, В. Н. Мордкович, Э. М. Темпер. Поверхность, № 11, 67 (1986).
- [6] C. C. Chang, P. H. Citrin, B. Schwartz. J. Vac. Sci. Technol., 14, 943 (1977).
- [7] H. Hasegawa, H. L. Hartnagel. J. Electrochem. Soc., 123, 713 (1976).
- [8] И. А. Карпович, Б. И. Бедный, Н. В. Байдусь, Л. М. Батукова, Б. Н. Звонков, М. В. Степихова, ФТП, 27, (1993).
- [9] C. J. Hwang. J. Appl. Phys., 40, 3731 (1969).
- [10] L. Jastzelski, J. Lagowski, H. C. Gatos. Appl. Phys. Lett., 27, 537 (1975).
- [11] Ф. Ф. Комаров, А. П. Новиков, В. С. Соловьев, С. Ю. Ширяев. Дефекты структуры в ионно-имплантированном кремнии. 319. Минск (1990).
- [12] А. Ф. Буренков, Ф. Ф. Комаров, М. А. Кумахов, М. И. Темкин. Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердом теле. 248. М. (1985).



- [13] Вопросы радиационной технологии полупроводников. Под ред. Л. С. Смирнова. 296. Новосибирск (1980).
- [14] Н. Т. Баграев. ЖЭТФ, 100, 1378 (1991).
- [15] А. Н. Георгобиани, И. М. Тигиняну. ФТП, 22, 3 (1988).
- [16] И. А. Карпович, С. М. Планкина. ФТП, 26, 1313 (1992).
- [17] В. Я. Алешкин, А. В. Аншон, И. А. Карпович. ФТП, 27, 1344 (1993).
- [18] О. В. Константинов, Б. В. Царенков. ФТП, 24, 2126 (1990).
- [19] G. M. Martin. Appl. Phys. Lett., 39, 747 (1981).
- 

Редактор Т. А. Полянская