

турная зависимость сопротивления для пленок разной толщины, нанесенных в двух режимах. Резкое уменьшение R при температуре 200—230 °C связано с началом кристаллизации, а также с переходом пленок из ферромагнитного состояния в парамагнитное. Обнаружен гистерезисный ход температурной зависимости электросопротивления, объясняющийся отжигом дефектов и кристаллизацией материала. Показано, что повторный отжиг уменьшает гистерезис и стабилизирует значение R . Определены структура и химический состав пленок до и после отжига их в вакууме.

Авторы выражают глубокую благодарность Н. Н. Кононковой за помощь при получении некоторых экспериментальных результатов и С. А. Никитину за интерес и участие в обсуждении результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lee S. R., Miller A. E. // J. Appl. Phys. 1984. 55, N 10. P. 3465—3470.
[2] Tien T., Ottaviani G., Tu K. N. // Ibid. 1983. 54, N 12. P. 7047—7057.
[3] Смирницкая Г. В., Рейхрудель Э. М., Кононкова Н. Н. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1984. 25, № 3. С. 30—34. [4] Комник Ю. Ф. Физика металлических пленок. М., 1979.

Поступила в редакцию
28.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

УДК 621.315.592

О ПРИРОДЕ ЛОВУШЕК В ОКСИДНОМ СЛОЕ НА ПОВЕРХНОСТИ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

А. В. Зотеев, П. К. Кашкаров, А. Н. Образцов, Ю. Н. Сосновских, И. Н. Сорокин
(кафедра общей физики для химического факультета)

Успех применения GaAs в микроэлектронике во многом зависит от решения проблемы формирования на поверхности этого полупроводника надежного диэлектрического слоя. Одним из перспективных путей получения изолирующих покрытий на материалах $A^{III}B^V$ является низкотемпературное электрохимическое окисление [1, 2]. Ранее [2] было показано, что анодный оксид (АО) арсенида галлия характеризуется наличием глубоких ловушек носителей заряда. Последнее, с одной стороны, обуславливает зарядовую нестабильность полупроводниковых приборов, с другой стороны, может быть использовано при разработке элементов памяти. В связи с этим становится очевидной необходимость изучения природы глубоких ловушек с целью поиска путей управления их свойствами. В литературе до настоящего времени не сообщалось об экспериментах в этом направлении.

В настоящей работе методом оптического заряжения исследовано влияние условий получения и различных активных воздействий на электронные и дырочные ловушки в АО на GaAs.

Методы исследования. Образцы получали анодным окислением монокристаллов GaAs n -типа ($n=10^{17}$ — 10^{18} см $^{-3}$) в электролите на основе органических растворителей до толщины АО $d_1=100$ нм и $d_2=200$ нм [3]. Заряжение поверхности образца в результате освещения регистрировалось по изменению темного значения контактной разности потенциалов (КРП) ΔU между образцом и полупрозрачным никелевым электродом. КРП измерялась методом динамического конденсатора на частоте 65 Гц [4]. Спектры $\Delta U(h\nu)$ снимались путем последовательных засветок в диапазоне $h\nu=1,0$ — $5,4$ эВ с шагом 0,2 эВ. Осве-

тителем служил светосильный монохроматор МДР-2 с ксеноновой лампой ДКСШ-1000. Число квантов света, падающих на образец, поддерживалось постоянным (10^{15} квант/см²). Все измерения проводились в вакууме 10^{-3} Па при температуре 300 К. Образцы предварительно прогревались при 470—720 К в течение 2 ч, часть кристаллов подвергалась выдержке в насыщенных парах воды в течение 2 ч. Продукты десорбции с поверхности образца при термообработках регистрировались с помощью масс-спектрометра МХ-7301.

Результаты и их обсуждение. Освещение структуры GaAs — АО вызывало изменение КРП, причем временные зависимости релаксации $\Delta U(t)$ после прекращения облучения содержали два участка: быстрый, с длительностью меньше постоянной времени измерительной системы (~ 1 с), и относительно медленный, с характерным временем более 10 мин (рис. 1, быстрый участок не показан).

Отметим, что медленная составляющая ΔU_m фиксировалась только для $h\nu$, превышающих некоторое пороговое значение W , и, по-видимому, обусловлена перезарядкой ловушек диэлектрика. Знак величины

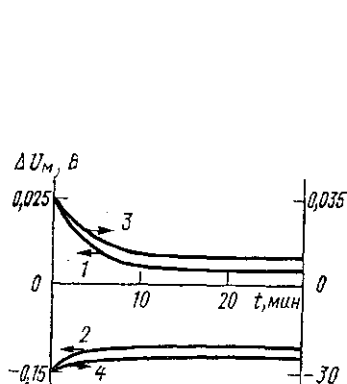


Рис. 1. Кинетика релаксации КРП после освещения образцов с d_1 (1, 2) и d_2 (3, 4) квантами с энергией $h\nu = 3,4$ эВ (1, 3) и 4,6 эВ (2, 4). Время засветки 10 мин

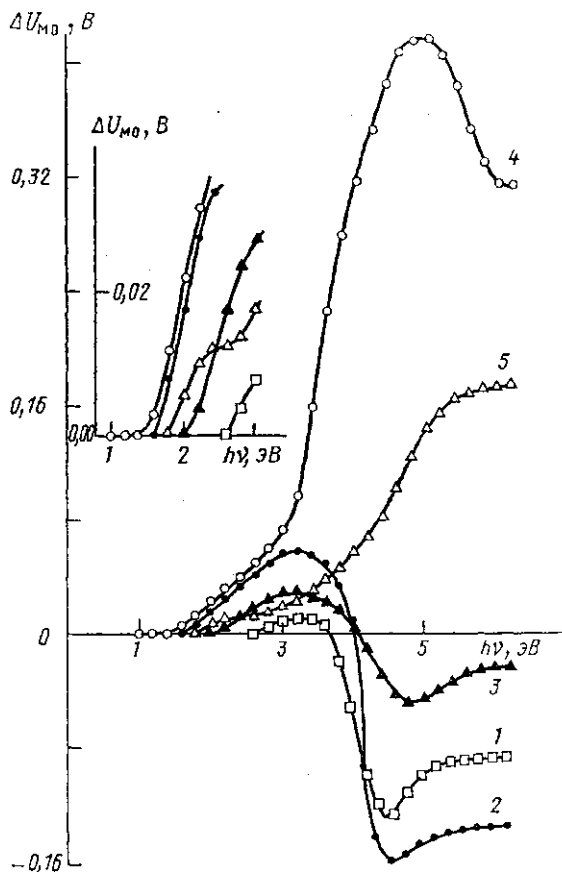


Рис. 2. Спектры изменения КРП при освещении образцов с d_1 (1, 5) и d_2 (2, 3, 4), подвергнутых прогреву при 470 К (1, 2), 720 К (4, 5), после выдержки в насыщенных парах воды (3)

ΔU_m определялся энергией квантов $h\nu$ (см. рис. 1). Быстрый начальный участок кинетической кривой, очевидно, связан с релаксацией фотоэда [5]. В дальнейшем нас будет интересовать только составляющая ΔU_m .

Для определения W регистрировались зависимости величины ΔU_m непосредственно после выключения освещения (ΔU_{m0}) от энергии

квантов $h\nu$. Знак $\Delta U_{\text{мо}}$ соответствует изменению поверхностного потенциала, а следовательно, и знаку накапливаемого в оксиде заряда. Как видно из рис. 2 (кривая 1), освещение образца с толщиной АО d_1 квантами $h\nu > W_1 = 2,6$ эВ приводило к положительному зарядению ловушек оксида. Этот процесс естественно связать с инжекцией дырок из GaAs в АО (переход 1 на рис. 3), а пороговую величину W_1 с межфазным барьером $E_{cs} - E_{vox}$ [6]. При дальнейшем увеличении $h\nu$ $\Delta U_{\text{мо}}$ достигает максимума при $h\nu = W_2 = 3,4$ эВ и затем уменьшается, принимая отрицательные значения (рис. 2, кривая 1). Падение $\Delta U_{\text{мо}}$ в этой спектральной области обусловлено накоплением отрицательного заряда в оксиде за счет переходов 2 на рис. 3 [6]. Величина W_2 определяет барьер $E_{cox} - E_{vs}$ (см. рис. 3). Данные о порогах W_1 и W_2 позволяют оценить ширину запрещенной зоны АО на GaAs: $E_{gox} = W_1 + W_2 - E_{gs} = 4,6$ эВ, где $E_{gs} = 1,4$ эВ для GaAs при $T = 300$ К [7]. Полученное таким образом значение E_{gox} несколько меньше измеряемого чисто оптическими методами (4,9 эВ) [8].

Это различие, видимо, связано с тем, что в фотоинжекционных явлениях переходы горячих носителей из полупроводника в диэлектрик происходит, как правило, в пределах переходной межфазной области. Именно эта область является наиболее неупорядоченной в структуре полупроводник — диэлектрик [9]. Последнее приводит к эффективному изменению ширины запрещенной зоны оксида за счет возникновения у краев разрешенных энергетических зон АО «хвостов» локализованных флуктуационных состояний [10]. При достаточно высокой плотности эти состояния могут участвовать в переходах фотовозбужденных электронов и дырок из GaAs в АО (переходы 3 и 4 на рис. 3) [6].

В переходной области следует ожидать также существенного нарушения стехиометрического состава обеих фаз и, как следствие, значительной концентрации дефектов вакансионного типа. Последние могут играть роль глубоких ловушек носителей заряда.

Изменение условий роста АО, различные физико-химические обработки неизбежно должны сказаться на степени дефектности межфазной границы структуры GaAs — АО, что приведет к изменениям в системах флуктуационных состояний и глубоких ловушек.

Действительно, образцы с толщиной АО d_2 характеризовались значительно большим положительным зарядением в области $h\nu = 2 - 3,4$ эВ и смещением порога W_1 в область меньших энергий квантов до значения 1,6 эВ (см. рис. 2, кривую 2). Величина W_2 изменилась незначительно: $W_2 = 3,2$ эВ (см. рис. 2, кривую 2). Указанные различия в спектрах $\Delta U_{\text{мо}}(h\nu)$ для образцов с d_1 и d_2 связаны с изменением условий формирования границы раздела GaAs — АО: с увеличением толщины оксида затрудняется транспорт ионов элементов подложки и ионов кислорода (в процессе анодирования), что, по-видимому, обуславливает значительное расширение переходной области, рост ее дефектности.

Расширение области, содержащей большое число структурных нарушений, приводит к тому, что значительная часть фотоинжектированного в АО заряда захватывается на все более удаленные от границы раздела GaAs — АО ловушки. Последнее проявляется в существенном замедлении кинетики релаксации $\Delta U_{\text{м}}(t)$ при переходе от образцов с d_1 к образцам с d_2 (см. рис. 1).

Перейдем к рассмотрению влияния активных обработок на процессы оптического заряжения (ОЗ) в структурах GaAs — АО. Так, выдержка образцов в насыщенных парах воды вызывала снижение как отри-

цательного, так и положительного ОЗ, пороговая величина W_1 возрасла до значения 2 эВ (см. рис. 2, кривую 3). Последующий прогрев образца при 470 К в течение 1 ч полностью восстанавливал исходный вид спектра $\Delta U_{\text{мо}}(h\nu)$. Аналогичное снижение концентрации дефектов на границе раздела германий — оксид при адсорбции паров воды отмечалось ранее [11] и объяснялось сглаживанием потенциального рельефа за счет рождающихся при диссоциации молекул воды протонов. В нашем случае не исключены также процессы гидратации АО. Известно, что оксиды GaAs склонны к образованию кристаллогидратов

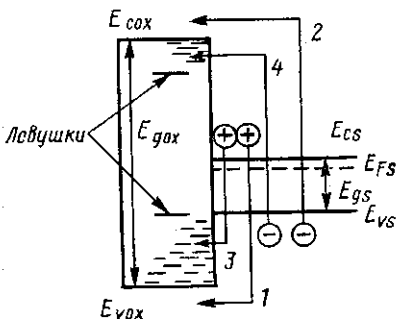


Рис. 3. Зонная диаграмма структуры GaAs—АО

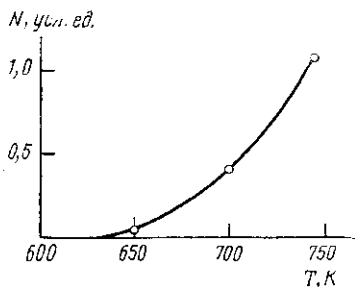


Рис. 4. Зависимость числа атомов мышьяка N , выделяющихся с поверхности образца, от температуры прогрева

[12]. Термовакуумные обработки образцов при $T > 650$ К вызывали значительный рост положительного ОЗ и смещения пороговой величины W_1 до 1,4 эВ. Отрицательное ОЗ не регистрировалось во всем исследуемом диапазоне $h\nu$ (см. рис. 2, кривые 4, 5).

В этом же температурном интервале по масс-спектрам обнаружено выделение атомов мышьяка с поверхности образца (рис. 4). Отметим, что сигнал от As для неокисленной подложки находился на уровне фона вплоть до температур 720—750 К. Эти данные однозначно указывают на то, что существенные изменения в системе глубоких центров АО при указанных термообработках обусловлены частичной декомпозицией оксида. По-видимому, ловушками для дырок являются дефекты, включающие в свой состав вакансии мышьяка. Этот вывод косвенно подтверждается также ростом положительного заряжения с увеличением толщины АО. Как уже отмечалось, последнее сопровождается расширением переходной области GaAs—АО, содержащей большое число дефектов вакансионного типа. Отметим, что на образцах GaAs с термическим оксидом регистрировалось лишь положительное заряжение ловушек диэлектрика при освещении [4]. Как известно [13], в этом случае оксид обеднен мышьяком и почти целиком состоит из Ga_2O_3 .

Относительно природы ловушек для электронов определенных выводов пока сделать не удастся. Необходимы дополнительные эксперименты. В частности, представляется весьма перспективным использование метода электронного парамагнитного резонанса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Hasegawa H., Hartnagel H. L. // J. Electrochem. Soc. 1976. 123. № 5. P. 713—723. [2] Kashkarov P. K., Kazior T. E., Lagowski J., Gatos H. C. // J. Appl. Phys. 1983. 54(2). P. 963—970. [3] Сорокин И. Н., Кузнецов В. П., Олевский С. С. // Электрохимия. 1982. 18, № 10. С. 1316—1319. [4] Бедный Б. И., Калинин А. Н., Карпович И. М. // Микроэлектроника. 1980. 9, № 6. С. 504—508.

- [5] Ржанов А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М., 1971. [6] Кашкаров П. К., Козлов С. Н. // Микроэлектроника. 1976. 5, № 6. С. 535—539. [7] Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., 1976. [8] Кашкаров П. К., Образцов А. Н., Сорокин И. Н., Сосновских Ю. Н. // Микроэлектроника. 1985. 14, № 5. С. 55—59. [9] Киселев В. Ф., Крылов О. В. Электронные явления в адсорбции и катализе на полупроводниках и диэлектриках. М., 1979. [10] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974. [11] Kiselev V. F., Matveev V. A., Prudnikov R. V. // Phys. Stat. Sol. (a). 1978. 50. P. 739. [12] Paques-Ledent M. Th., Tarte P. // Spectrochim. Acta. 1969. A25. P. 1115—1125. [13] Watanabe K., Hashiba M., Hirohata Y. et al. // Thin. Solid Films. 1978. 56. P. 63—73.

Поступила в редакцию
27.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

УДК 621.315.592

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В СТРУКТУРАХ Ge—GeO₂ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НАНО- И ПИКΟΣЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

П. К. Кашкаров, А. В. Петров

(кафедра общей физики для химического факультета)

Фотоинжекционные процессы в системах диэлектрик—полупроводник достаточно подробно были изучены лишь для случая довольно малых интенсивностей оптического возбуждения ($P \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ Вт/см²) [1—3]. Вопрос о зависимости механизма фотоинжекции носителей заряда из полупроводника в диэлектрик от интенсивности облучения оставался открытым. Широкие возможности для исследования этой проблемы открывает применение лазеров, позволяющих получать световые импульсы с $P \sim 10^9$ Вт/см² и более при пикосекундной длительности. В настоящей работе изучались зависимости оптического заряжения поверхности германия от экспозиции облучения и температуры в широких диапазонах интенсивностей ($P = 10^{-4} - 10^9$ Вт/см²) и длительностей ($\tau = 3 \cdot 10^{-11} - 10^2$ с) освещения.

Исследовались монокристаллы германия *n*-типа ($\rho = 25$ Ом·см), термически окисленные во влажном кислороде до толщины окисла 10—20 нм. Непрерывное облучение ($\tau = 1 - 10^2$ с, $P = 10^{-4}$ Вт/см²) осуществлялось с помощью осветителя, содержащего ксенонную лампу сверхвысокого давления ДКСШ-1000 и монохроматор МДР-2. В наносекундном диапазоне использовалось излучение 2-й, 3-й и 4-й гармоник неодимового лазера (энергия квантов $h\nu_2 = 2,35$ эВ, $h\nu_3 = 3,5$ эВ, $h\nu_4 = 4,7$ эВ соответственно, $\tau_1 = 15 \cdot 10^{-9}$ с). Лазерное облучение (ЛО) пикосекундными импульсами ($\tau_2 = 30 \cdot 10^{-12}$ с) осуществлялось с $h\nu_2 = 2,35$ эВ. Изменение заряда в окисле ΔQ и плотность быстрых поверхностных состояний определялись методом эффекта поля на большом синусоидальном сигнале [4]. Измерения проводились в вакууме 10^{-4} Па при температурах $T = 100 - 300$ К. Все образцы предварительно прогревались в вакууме при $T = 470$ К в течение 10^4 с, так как кратковременные (10^3 с) прогревы структур Ge — GeO₂ использовались для разрядки ловушек диэлектрика [1].

Изучение особенностей фотозаряжения структур Ge — GeO₂ при лазерном облучении мы начали с определения мощности облучения, не вызывающего дефектообразования в окисном слое и на границе раздела окисел — германий. Для этого проводилось сравнение спектров оптического заряжения $\Delta Q(h\nu)$, измеренных с использованием мало-мощного осветителя до и после ЛО, по методике [1], а также фик-