

Влияние лазерного излучения на плотность электронных состояний границы раздела диэлектрик–арсенид галлия

© Л.Н. Возмилова*, В.И. Гаман, В.М. Калыгина, А.В. Панин, Т.П. Смирнова†

*Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов,
634045 Томск, Россия

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова при Томском государственном университете,
634050 Томск, Россия

†Институт неорганической химии Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 17 апреля 1996 г. Принята к печати 4 июня 1996 г.)

Исследовано влияние отжига импульсным лазерным излучением с длинами волн 0.69 и 308 мкм на вольт-фарадные, вольт-сименсные характеристики и плотность поверхностных состояний границы раздела диэлектрик–(n, p)-GaAs в зависимости от плотности энергии излучения.

Высокая плотность поверхностных электронных состояний (ПЭС) на границе раздела GaAs–диэлектрик обуславливает слабую зависимость поверхностного потенциала φ_s от напряжения (U) на затворе и препятствует реализации МДП транзистора на основе арсенида галлия. Попытки снизить плотность ПЭС сводятся к обработке GaAs в пассивирующих растворах [1–5], воздействию высокочастотной плазмой [6,7], нанесению пленок различного состава на поверхность полупроводника [8–10] и подбору материала диэлектрика [11,12]. При использовании пассивирующих обработок удается уменьшить плотность ПЭС и, по мнению авторов, “открепить” уровень Ферми на поверхности GaAs. Однако эффект оказывается обратимым: спустя некоторое время поверхность возвращается к исходному состоянию [2,13] и вновь наблюдаются особенности в поведении МДП структур на переменном сигнале, обусловленные высокой плотностью ПЭС и большим набором времен релаксации.

Одним из эффективных способов управления границей раздела GaAs–диэлектрик может быть импульсный лазерный отжиг (ИЛО) [14] в сочетании с подбором диэлектрика. В данном сообщении обсуждаются результаты исследования влияния ИЛО на вольт-фарадные (ВФХ) и вольт-сименсные (ВСХ) характеристики структур металл–диэлектрик–GaAs.

Методика эксперимента

Образцы изготавливались на основе эпитаксиальных слоев электронного (уровень легирования $N_d = 1 \cdot 10^{15} \div 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и дырочного (уровень легирования $N_a = (1 \div 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) арсенида галлия, выращенных на подложках n^+ - и p^+ -типа проводимости соответственно и ориентированных в плоскости (100) А. В качестве диэлектрика использовались пленки, полученные плазмохимическим методом: оксинитрид кремния ($\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$), диоксид кремния (SiO_2), нитрид бора (BN), двойные слои ($\text{BN} + \text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$), а также пленки анодного окисла. Перед нанесением диэлектрика

плазмохимическим способом после обезжиривания полупроводниковые подложки травили в плазме NH_3 в течение 2 ÷ 3 мин. Диэлектрические пленки толщиной $d = 115 \div 190 \text{ нм}$ выращивали в реакторе туннельного типа [15] при температуре подложки $T_s = 200^\circ\text{C}$ (BN) и 400°C ($\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$, SiO_2). Анодный окисел осаждали в вольт-статическом режиме. Электрод к диэлектрику (управляющий электрод) с фиксированной площадью $S = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ получали после ИЛО термическим испарением NiCr через соответствующие шаблоны.

Длина волны лазерного излучения $\lambda = 0.69 \text{ мкм}$ (длительность импульса $\tau = 1 \cdot 10^{-3} \text{ с}$) и $\lambda = 0.308 \text{ мкм}$ ($\tau = 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$) выбиралась из условия прозрачности диэлектрика, что позволяло обрабатывать непосредственно границу раздела полупроводник–диэлектрик. ИЛО проводился со стороны диэлектрика до нанесения управляющего электрода. Плотность энергии излучения (W) варьировалась от нуля до $15 \div 20 \text{ Дж/см}^2$ для излучения с $\lambda = 0.69 \text{ мкм}$ и до $100 \div 150 \text{ мДж/см}^2$ в случае $\lambda = 0.308 \text{ мкм}$.

Вольт-фарадные и вольт-сименсные характеристики измерялись в диапазоне частот $f = 10^3 \div 10^6 \text{ Гц}$ при комнатной температуре. Погрешность в определении емкости (C) на частоте 1 МГц не превышала $\pm 0.1 \text{ пФ}$ в области смещений $U = \pm 5 \text{ В}$ и $\pm 0.35 \text{ пФ}$ при более высоких значениях U . Активная составляющая полной проводимости (G) определялась с точностью $\pm 1 \text{ мкСм}$.

Экспериментальные данные

Вольт-фарадные и вольт-сименсные характеристики МДП структур независимо от типа проводимости GaAs и материала диэлектрика имеют сильную частотную зависимость вплоть до 10^6 Гц . Несколько меньшая зависимость ВФХ и ВСХ от частоты наблюдается для образцов с BN. Однако слои интрида бора, синтезированные при низкой температуре, обладают недостаточной электрической прочностью. С учетом этого для проведения измерений до напряжений 40 ÷ 50 В поверх BN наносили пленку оксинитрида кремния. Для всех исследованных

№ образца	Структура	C_d , пФ	$N_{a,d}$, 10^{15} см^{-3}	N_{it} , $10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ до ИЛО	N_{it} , $10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ после ИЛО	N_t , $10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ до ИЛО	N_t , $10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ после ИЛО	W , Дж/см ²
1	M-Si _x N _y O _z -p-GaAs	75	3.0	30	2.8	4.8	5.4	10
2	M-Si _x N _y O _z -BN-n-GaAs	76	1.5	62	39	1.4	5.7	8
3	M-анодный окисел-p-GaAs	81	20	7.5	4.3	4.8	7.7	8
					2.6		7.4	10
					6.9		6.4	12

Примечание. М — металл.

МДП структур максимальное значение емкости меньше расчетной емкости диэлектрика (C_d) (см. таблицу). При использовании одного и того же диэлектрика модуляция емкости и максимум активной проводимости наблюдаются при отрицательных напряжениях для структур на основе p-GaAs и при положительных для образцов на основе n-GaAs.

Независимо от типа проводимости GaAs и длины волны излучения после импульсного лазерного отжига ВФХ и ВСХ смещаются вдоль оси напряжений, изменяется максимальное значение активной проводимости (G_{max}), а также величина минимальной (C_{min}) и максимальной (C_{max}) емкости МДП структур. На рис. 1 приведены ВФХ и ВСХ для образца на основе дырочного GaAs до (кривая 1) и после (кривые 2-5) воздействия лазерного излучения с $\lambda = 0.69 \text{ мкм}$. При $W \leq 6 \div 8 \text{ Дж/см}^2$ ВФХ и ВСХ смещаются в область более низких отрицательных напряжений, увеличивается крутизна вольт-фарядных ха-

рактеристик на участке модуляции емкости, возрастает C_{max} (кривые 2, 3). Одновременно более узким становится максимум на вольт-сименсовой характеристике, а его положение на оси напряжений соответствует меньшим значениям $|U|$ (кривые 2, 3). С увеличением W наблюдается обратный эффект: ВФХ и ВСХ смещаются в область больших отрицательных напряжений, снижается C_{max} , уменьшается dC/dU (рис. 1, кривые 4, 5).

После ИЛО с $\lambda = 0.69 \text{ мкм}$ и $W \leq 8 \text{ Дж/см}^2$ также уменьшается дисперсия ВФХ (рис. 2). Аналогичные данные получены для МДП структур на основе электронного арсенида галлия. Разница лишь в том, что после лазерного отжига с $W \leq 8 \text{ Дж/см}^2$ ВФХ и ВСХ смещаются в область меньших положительных напряжений.

Уменьшение длины волны и длительности лазерного импульса не влияет на характер изменения электрических характеристик исследованных образцов. По-прежнему существует некоторое критическое значение

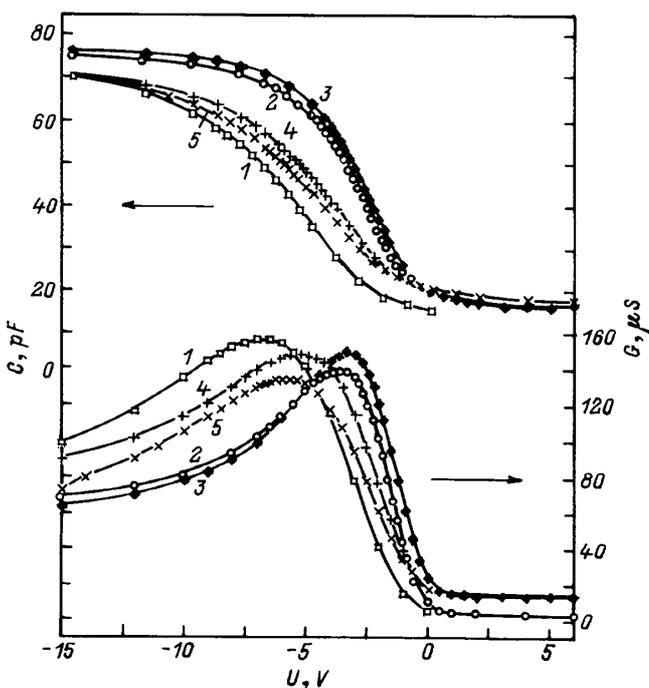


Рис. 1. ВФХ и ВСХ структуры NiCr-анодный окисел-p-GaAs до (1) и после (2-5) ИЛО с $\lambda = 0.69 \text{ мкм}$ и W , Дж/см²: 2 — 8, 3 — 10, 4 — 10 (дважды), 5 — 12. $f = 10^6 \text{ Гц}$.

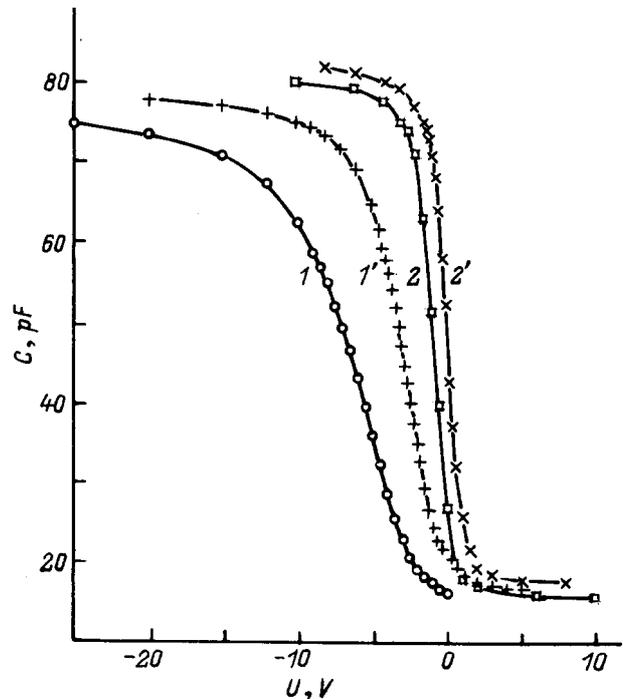


Рис. 2. ВФХ структуры NiCr-анодный окисел-p-GaAs до (1, 2) и после (1', 2') ИЛО с $W = 10 \text{ Дж/см}^2$. f , Гц: 1, 1' — 10^6 ; 2, 2' — 10^3 .

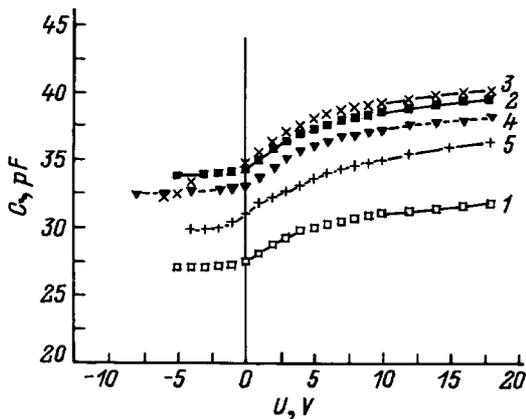


Рис. 3. ВФХ структуры NiCr-анодный окисел-*n*-GaAs до (1) и после (2-5) ИЛО с $\lambda = 0.308$ мкм и $W, \text{мДж/см}^2$: 2 — 4.6, 3 — 9.1, 4 — 14.6, 5 — 27.4. $f = 10^6$ Гц.

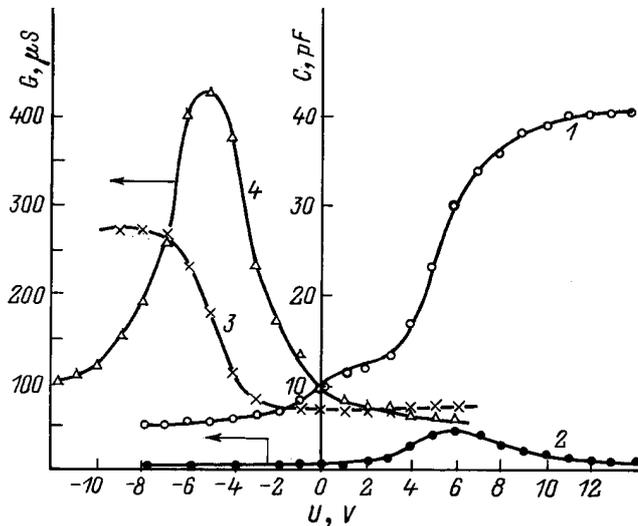


Рис. 4. ВФХ и ВСХ структуры NiCr-Si_xN_yO_z-BN-*n*-GaAs до (1, 2) и после (3, 4) ИЛО с $\lambda = 0.308$ мкм и $W > W_c$. $f = 10^6$ Гц.

плотности энергии W_c , определяющее результат воздействия лазерного излучения. После лазерного отжига при $\lambda = 0.308$ мкм и $W < W_c \approx 9.1$ мДж/см² увеличиваются минимальная и максимальная емкости МДП структуры (рис. 3, кривые 1-3), уменьшается частотная дисперсия ВФХ и ВСХ. В случае $W > W_c$ лазерный отжиг оказывает противоположное действие (рис. 3, кривые 4, 5). При дальнейшем повышении плотности падающей на образец энергии наблюдается инверсия хода ВФХ и ВСХ. Для образцов на основе *n*-GaAs с двойным диэлектриком после лазерного отжига максимум проводимости и модуляция емкости наблюдаются при отрицательных потенциалах на управляющем электроде (рис. 4, кривые 3 и 4). Аналогичная инверсия ВФХ и ВСХ после воздействия излучения с $\lambda = 0.69$ мкм и $\tau = 1 \cdot 10^{-3}$ с на границу

раздела Si_xN_yO_z-*n*-GaAs при $W > 15 \div 20$ Дж/см² отмечена в работе [14].

Изменение электрических характеристик МДП структур на основе GaAs в результате ИЛО не является кратковременным. Измерения на образцах, подвергнутых лазерному воздействию непосредственно после отжига, через год и через три года показывают примерно одинаковые результаты.

Обсуждение экспериментальных данных

При анализе экспериментальных данных прежде всего отметим неравенство значений C_{max} и C_d . Это свидетельствует о том, что в рассматриваемом интервале напряжений режим аккумуляции не реализуется, а появление участка модуляции емкости и максимума активной проводимости обусловлено перезарядкой быстрых поверхностных состояний, которые успевают реагировать на измерительный сигнал на данной частоте [16,17]. В этом случае максимальное значение емкости может быть меньше емкости диэлектрика. Величина C_{max} соответствует низкочастотному, а C_{min} высокочастотному значению емкости МДП структуры. При увеличении напряжения ($U > |U_0|$) происходит переход от высокочастотного значения емкости МДП структуры

$$C_{hf} = \frac{C_d C_{dl}}{C_d + C_{dl}} = C_{\text{min}} \tag{1}$$

к низкочастотному

$$C_{lf} = \frac{C_d (C_{dl} + C_t)}{C_d + C_{dl} + C_t} = C_{\text{max}}, \tag{2}$$

где U_0 — напряжение, соответствующее началу участка модуляции емкости,

$$C_t = S e^2 N_t (F_s) \tag{3}$$

— низкочастотный предел дифференциальной емкости, обусловленной перезарядкой быстрых поверхностных состояний, энергетические уровни которых совпадают с уровнем Ферми (F_s) на поверхности полупроводника; N_t — энергетическая плотность быстрых ПЭС; e — заряд электрона; C_{dl} — емкость обедненного слоя.

Поскольку при $U < |U_0|$ емкость МДП структур (C_{min}) слабо зависит от напряжения (в случае отсутствия неравновесного обеднения), можно считать, что этот участок ВФХ соответствует режиму сильного обеднения или слабой инверсии. Емкость обедненного слоя определяется выражением [17]

$$C_{dl} = S \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 N_{d,a}}{2 |\varphi_s(U)|}}, \tag{4}$$

где ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 — электрическая постоянная, $|\varphi_s(U)|$ — абсолютное значение поверхностного потенциала при напряжении U .

Используя (1) и (4), можно оценить поверхностный потенциал при $U = 0$, $\varphi_s(0)$ до и после воздействия лазерного излучения. Известно, что в GaAs значение $\varphi_s(0)$ определяется полной плотностью поверхностных состояний (N_{it}), энергетические уровни которых расположены вблизи уровня Ферми на поверхности (F_s) [17] и которые условно можно разделить на быстрые и медленные. Для структур NiCr-анодный окисел-*n*-GaAs (рис. 3) расчет проводился при следующих значениях параметров: $S = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$, диэлектрическая проницаемость анодного окисла $\epsilon_d = 8.5$ и $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. До лазерного отжига $\varphi_s(0) = 0.81 \text{ В}$ и снижается до 0.67 В после воздействия лазерного излучения с $W = 9.1 \text{ мДж/см}^2$. Отжиг структур при $W = 27.4 \text{ мДж/см}^2$ приводил к увеличению $\varphi_s(0)$ до 0.97 В . При расчетах предполагалось, что концентрация носителей заряда в приповерхностной области GaAs при ИЛО не изменяется.

Вариация высоты потенциального барьера на поверхности арсенида галлия после ИЛО коррелирует с уменьшением полной плотности поверхностных состояний N_{it} при малых W и увеличением при $W > W_c$ (см. таблицу). Значения N_{it} определялись с помощью метода, описанного в работе [17]. Однако реально при импульсном лазерном отжиге может изменяться не только $\varphi_s(0)$, но и концентрация примеси в приповерхностной области полупроводника. Этот эффект особенно важен при отжиге структур с $W > W_c$.

Согласно (2) и (3), повышение и снижение максимальной емкости после ИЛО с $W < W_c$ и $W > W_c$ соответственно объясняются изменением плотности быстрых поверхностных состояний. Для оценки N_t (см. таблицу) использовали выражение

$$(G_t/\omega)_{\max} \simeq 0.4e^2 N_t(F_s)S, \quad (5)$$

где $(G_t/\omega)_{\max}$ — нормированное на частоту ω максимальное значение активной проводимости, обусловленной перезарядкой быстрых поверхностных состояний. Значения G_t рассчитывали по формулам, приведенным в работе [17]. Как следует из таблицы, плотность быстрых поверхностных состояний N_t увеличивается после ИЛО при $W < W_c$ и уменьшается при $W > W_c$.

Смещение к $U = 0$ ВФХ и ВСХ, а также увеличение крутизны вольт-фарадных характеристик (рис. 1) в результате ИЛО при $W < W_c$ объясняется изменением поверхностного потенциала φ_s за счет уменьшения полной плотности поверхностных состояний N_{it} [18]. Это предположение подтверждается оценками N_{it} , приведенными в таблице. Из данных таблицы следует, что N_t в среднем примерно на 2 порядка меньше полной плотности ПЭС, т.е. основной вклад в закрепление уровня Ферми на поверхности дают медленные поверхностные состояния.

Таким образом, с повышением W плотность быстрых ПЭС и полная плотность поверхностных состояний изменяются в противофазе. Это, по-видимому, обусловлено их различной природой. Поскольку $N_t \ll N_{it}$, результирующее действие ИЛО на электрические характеристики МДП структур в основном определяется измене-

нием медленных поверхностных состояний (за исключением C_{\max}).

Анализ возможного механизма изменения плотности ПЭС под действием импульсного лазерного отжига проведем на основе электронно-деформационно-тепловой (ЭДТ) модели, предложенной в работах [19,20] для объяснения изменения концентрации дефектов в полупроводниках при воздействии лазерного излучения. В данной модели предполагается многофакторное действие ИЛО на поверхность полупроводника: возбуждение электронной подсистемы, повышение температуры и возникновение деформации как за счет теплового расширения приповерхностной области полупроводника, так и благодаря действию фотострикционного эффекта. В зависимости от плотности энергии W тот или иной фактор может оказаться преобладающим.

В наших экспериментах использовались плотности энергии лазерного излучения, не превышающие порог плавления GaAs ($W < W_m$). Учтем, что при вышеуказанных длинах волн энергия кванта лазерного излучения больше ширины запрещенной зоны GaAs, что обеспечивает межзонные переходы и приводит к резкому росту концентрации неравновесных носителей заряда в области поглощения.

По-видимому, при $W < W_c$ нагрев и деформация поверхности полупроводника оказываются менее существенными по сравнению с электронным возбуждением, которое в основном локализуется на биографических дефектах [19,20]. Концентрация их наиболее велика в тонком приповерхностном слое полупроводника и непосредственно на границе раздела GaAs-диэлектрик. Релаксация энергии, запасенная электронной подсистемой, осуществляется несколькими процессами, в том числе и электрон-фононным взаимодействием. Будем считать, что энергия, которая выделяется при рекомбинации или захвате неравновесных носителей заряда, оказывается достаточной для размножения дефектов, ответственных за быстрые поверхностные состояния N_t , энергетическая плотность которых сравнительно мала ($N_t \simeq 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}$).

Возникающие локально возбужденные состояния дефекта на поверхности существуют сравнительно длительное время [21], в течение которого возможна перестройка атомной структуры первичных дефектов. В результате уменьшается концентрация дефектов второго типа, играющих роль медленных поверхностных состояний, энергетическая плотность которых на 2 порядка превышает ПЭС, о чем свидетельствует уменьшение частотной дисперсии электрических характеристик исследованных структур (рис. 2). Аннигиляция дефектов второго типа при $W < W_c$ происходит более интенсивно, чем размножение дефектов первого типа. В итоге полная плотность поверхностных состояний с увеличением W уменьшается (см. таблицу, образец 3). Таким образом, при ИЛО с $W < W_c$ одновременно протекают два процесса: размножение дефектов, ответственных за N_t , (их исходная концентрация мала)

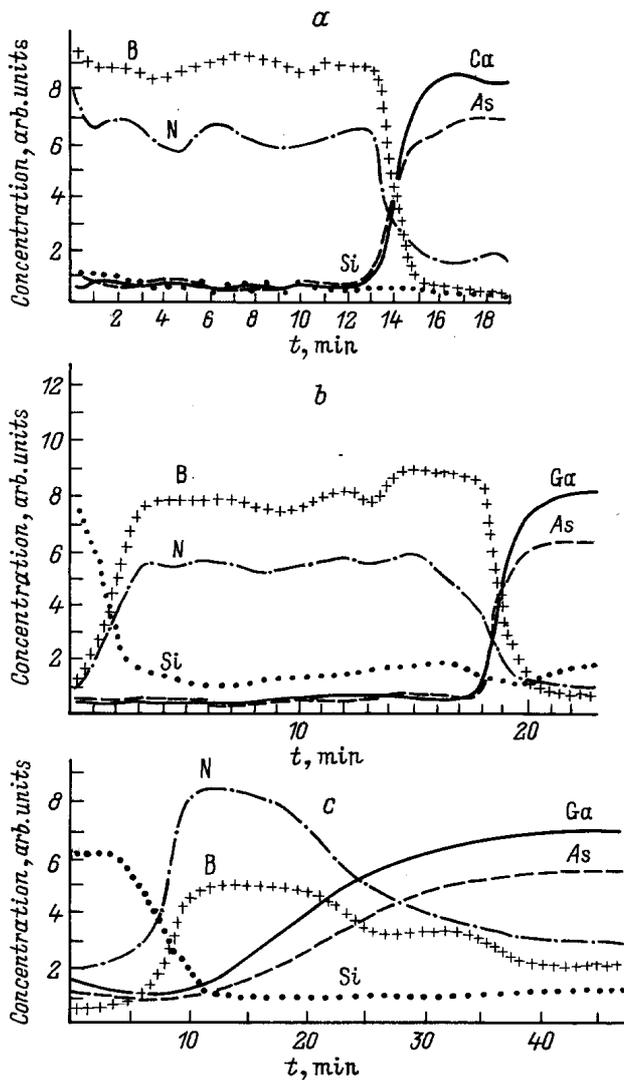


Рис. 5. Профили распределения элементов на границе раздела $\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z\text{-BN-GaAs}$ до (а) и после ИЛО при $W < W_c$ (b) и $W > W_c$ (c).

и аннигиляция дефектов, обуславливающих медленные поверхностные состояния (их начальная концентрация велика). Влияние исходной концентрации дефектов в кристаллах GaAs на эффект импульсного лазерного отжига обсуждалось в работе [22]. Оценка потребляемой мощности (P_c) при $W = W_c$ показывает, что в случае $\tau = 10^{-3}$ с $P_c = 8.0 \cdot 10^3$ Вт \cdot с $^{-1}$, а при $\tau = 4 \cdot 10^{-8}$ с $P_c = 2.3 \cdot 10^5$ Вт \cdot с $^{-1}$. Таким образом, увеличение длительности импульса при $W < W_c$ повышает эффективность аннигиляции дефектов. В работе [23] аналогичный эффект объясняется длительным существованием состояния с высокой концентрацией неравновесных носителей заряда.

Сопоставление оже-спектров границы раздела диэлектрик-GaAs до и после лазерного воздействия с $W < W_c$ (рис. 5, a, b) не обнаруживает заметных изменений в профилях распределения элементов. Граница

раздела после ИЛО с $W < W_c$ остается резкой, что указывает на слабое взаимное проникновение компонентов GaAs и диэлектрика. Таким образом, можно предполагать, что при лазерном отжиге с $W < W_c$ процессы, развивающиеся на границе раздела и на поверхности арсенида галлия, имеют атермический характер.

При $W > W_c$ возрастает роль тепловых эффектов и деформации. При этом, согласно ЭДТ модели, снижается энергия активации дефектообразования [19,20], что приводит к увеличению концентрации дефектов и росту полной плотности поверхностных состояний.

Вероятно, при $W > W_c$ происходит термический отжиг дефектов, ответственных за быстрые поверхностные состояния, и их плотность снижается с ростом W . Но так как $N_t \ll N_{it}$, снижение N_t не изменяет характера поведения полной плотности поверхностных состояний с увеличением энергии лазерного излучения и N_{it} при $W > W_c$ увеличивается. Это обуславливает сдвиг ВФХ и ВСХ в область более высоких напряжений, снижение крутизны ВФХ и увеличение частотной дисперсии электрических характеристик.

Примерно при таких же значениях W и выше в работе [21] наблюдалось гашение сигнала фотолюминесценции, которое авторы связывают с генерацией дефектов, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации.

Результаты эксперимента при ИЛО с $W = 15 \div 20$ Дж/см 2 ($\lambda = 0.69$ мкм, $\tau = 10^{-3}$ с) и W , равной нескольким десяткам мДж/см 2 , ($\lambda = 0.308$ мкм, $\tau = 3 \cdot 10^{-8}$ с) объясняются в предположении, что при этих условиях за счет больших скоростей массопереноса происходит легирование приповерхностной области GaAs акцепторной примесью. В результате изменяется тип проводимости полупроводника, что и определяет наблюдаемый ход вольт-фарадных и вольт-сиemensных характеристик после ИЛО (рис. 4). Это предположение подтверждается изменением профилей распределения элементов на границе раздела диэлектрик-GaAs (рис. 5), которые существенно отличаются от соответствующих данных до лазерного отжига и после воздействия лазерного излучения с $W < W_c$. При больших W наблюдается сильное перемешивание компонентов полупроводника и диэлектрика, что приводит к заметному размытию границы раздела. Приповерхностный слой GaAs обогащается бором, который и играет роль акцепторной примеси [24]. Следует отметить, что к настоящему времени вышеупомянутый эффект (смена типа проводимости) наблюдался нами только для МДП структур на основе n -GaAs.

Таким образом, подбирая условия ИЛО (длину волны лазерного излучения, длительность импульса, плотность энергии), можно эффективно управлять электрическими характеристиками МДП структур на основе арсенида галлия вплоть до инверсии типа проводимости приповерхностной области полупроводника. Характер изменения ВФХ и ВСХ не зависит от материала диэлектрика при $W < W_c$ и определяется длиной волны λ и длительностью импульса τ лазерного излучения.

Преимуществом данного метода является неизменность параметров характеристик после ИЛЮ при хранении образцов в течение нескольких лет в условиях комнатной атмосферы.

Список литературы

- [1] Б.И. Бедный, Н.В. Байдусь, Т.В. Белич, И.А. Карпович. ФТП, **26**, 1383 (1992).
- [2] В.Н. Бессолов, А.Ф. Иванков, Е.В. Коненков, Н.В. Лебедев. Письма ЖТФ, **21**, 46 (1995).
- [3] С.И. Кириллова, В.Е. Примаченко, В.А. Чернобай. Поверхность, вып. 12, 80 (1994).
- [4] В.А. Берковиц, В.Н. Бессолов, Т.В. Львова, Б.В. Царенков. ФТП, **25**, 1406 (1991).
- [5] M.S. Carpenter, M.R. Melloch, T.E. Dangan. Appl. Phys. Lett., **53**, 60 (1988).
- [6] S. Cassette, F. Plais, J. Olver. Surf. Interf. Anal. **16**, 1 (1991).
- [7] T. Sugino, T. Yamada, K. Matsuda, J. Shiraafuji. Appl. Sur. Sci., **56–68**, pt A, 311 (1992).
- [8] J.R. Waldrop, R.W. Grant. J. Vac. Sci. Technol. B, **6**, 1015 (1988).
- [9] К. Къянэгу, С. Касага, Н. Хасэгава. Japan. J. Appl. Phys., **32**, 502 (1993).
- [10] S.A. Chambers, V.S. Sundaram. J. Vac. Sci. Technol. B, **9**, 2256 (1991).
- [11] Многослойная тонкопленочная структура. Мацумото йосинари; ниппон дэнки к.к. Заявка 60-223134, Япония. Заяв. 19.4.84. № 59-74957, опубли. 7.11.85. МКИ Н 01 L21/314, C23C16/30.
- [12] Г.Ю. Багратишвили, Р.П. Джанелидзе, Н.И. Курдиана и др. Электрон. техн. Сер. 2, Полупроводниковые приборы, **67**, 31 (1972).
- [13] M. Yoichi, W. Kazumi, W. Yoshinori. Appl. Phys. Lett., **61**, 2993 (1992).
- [14] В.П. Воронков, В.М. Калыгина, С.Ю. Муленков, Е.И. Оборина, Е.Г. Сальман, Т.П. Смирнова. ФТП, **26**, 1121 (1992).
- [15] Т.П. Смирнова, Л.В. Храмова, И.К. Яшкин. Неорг. матер., **28**, 1414 (1992).
- [16] В.Н. Овсяк. *Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда* (Новосибирск, 1984).
- [17] В.И. Гаман, Н.Н. Иванова, В.М. Калыгина, Е.Б. Судакова. Изв. вузов. Физика, **35**, вып. 11, 99 (1992).
- [18] В.И. Гаман, В.М. Калыгина, А.В. Панин, Т.П. Смирнова. Поверхность, вып. 5, 18 (1995).
- [19] В.И. Емельянов, П.К. Кашкаров. Поверхность, вып. 2, 77 (1990).
- [20] П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко. Поверхность, вып. 6, 5 (1995).
- [21] А.В. Зотеев, П.К. Кашкаров, В.Ф. Киселев. Поверхность, вып. 5, 97 (1993).
- [22] И.С. Беличев, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко. Вест. МГУ. Сер. 3, **30**, 77 (1989).
- [23] Н. Okigawa, T. Nakayama, K. Talayama, N. Itoh. Sol. St. Commun., **49**, 347 (1984).
- [24] *Арсенид галлия в микроэлектронике*, под ред. Н. Айнспрука, У. Уиссмана (М., 1988).

Редактор Л.В. Шаронова

The laser radiation influence on the electron state density of insulator–gallium arsenid interface

L.N. Vozmilova*, V.I. Gaman, V.M. Kalygina, A.V. Panin, T.P. Smirnova†

V.D. Kuznetsov Siberian Physicotechnical Scientific-Research Institute at the State University, 634050 Tomsk, Russia

*Scientific-Research Institute of Semiconductor Devices, 634045 Tomsk, Russia

†Unorganic Chemistry Institute, Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The influence of pulse laser radiation with wavelength $\lambda = 0.69 \mu\text{m}$ and $\lambda = 0.308 \mu\text{m}$ on the capacitance–voltage and conductance–voltage characteristics have been investigated as well as the surface state density on insulator– $n(p)$ -GaAs interface in relation to radiation energy density.

E-mail: pznr@elephot.tsu.su (для А.В. Панина)