

УДК 535.37:621.315:539.216

©1995

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ДЕФЕКТОВ В ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ ДИЭЛЕКТРИКАХ

А.В.Кабышев, Ф.В.Конусов, В.В.Лопатин

НИИ высоких напряжений при Томском политехническом университете,
634050, Томск, Россия

(Поступила в Редакцию 19 октября 1994 г.)

Исследованы локализованные в запрещенной зоне состояния, создаваемые радиационными дефектами при ионно-термической обработке нитрида бора. Определено влияние электронных переходов с их участием на электроперенос и оптические свойства модифицированной поверхности диэлектрика. Исследования изменений оптических спектров в диапазоне энергий 1.5–6.2 eV проведены в рамках традиционных представлений оптики диэлектриков. Существенная роль в поглощении принадлежит делокализованным носителям заряда. Вследствие накопления при облучении и термообработке экспоненциально распределенных по глубине локализованных состояний возможно образование подзоны донорного типа, состояния которой определяют оптические свойства при переходах в зону проводимости. Транспорт носителей заряда осуществляется по прыжковому механизму с переменной длиной прыжка по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям или по состояниям сформировавшейся подзоны.

Облучение диэлектриков ионами с последующей термообработкой вызывает комплекс изменений, затрагивающих атомную и электронную подсистемы, формирует в приповерхностной области квазиравновесную систему, состоящую из аморфизованных состояний, новых соединений и измельченных структурных фрагментов основной фазы. Результатом этой модификации может явиться формирование полупроводящей поверхности с регулируемым в пределах $10^3 - 10^{15} \Omega/\text{cm}^2$ удельным поверхностным сопротивлением [1,2]. Переход керамики из диэлектрического состояния в полупроводящее обусловлен образованием новых, в том числе и проводящих, фаз [1], трансформацией структуры и структурной иерархии за счет радиационных повреждений (измельчение кристаллитов вплоть до их аморфизации [2]), радиационным дефектообразованием [2,3]. Анализ процессов электропереноса, электронно-ионных реакций между дефектами и структурно-фазовых превращений показал, что основными причинами изменения свойств являются накопление дефектов при облучении и последующая их трансформация при термоотжиге [3]. Радиационные дефекты и структурно-фазовые превращения, искажая электронную структуру соединений, создают в запрещенной зоне (ЗЗ) дополнительные энерге-

тические состояния, которые оказывают влияние на изменение оптических и диэлектрических свойств.

Локализованные состояния, создаваемые радиационными дефектами, хорошо проявляются в пиролитическом нитриде бора (BN), содержащем минимальную для керамических материалов концентрацию примесей ($\leq 10^{-2}$ mass.%). Цель настоящей работы — исследование локализованных в ЗЗ состояний и влияния электронных переходов с их участием на диэлектрические и оптические свойства модифицированной поверхности диэлектриков.

1. Методика исследования

Имплантация пластин пиролитического BN осуществлена на частотно-импульсном плазменно-дуговом ускорителе «ДИАНА» ионами углерода C^+ энергией 50–150 keV и флюенсом $\Phi = 10^{14} - 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ при плотности тока $\sim 1.5 \text{ mA/cm}^2$. Постимплантационная термообработка выполнена в вакууме при $T = 300 - 1700 \text{ K}$.

Параметры мелких локализованных состояний дефектов с энергией активации $\varepsilon < 1.5 \text{ eV}$: степень заселенности n/N (n — концентрация заполненных ловушек, N — их полная концентрация), распределение $n(\varepsilon)$ — определены по температурным зависимостям в диапазоне $T = 300 - 650 \text{ K}$ термостимулированной проводимости (ТСП) и люминесценции (ТСЛ) в режиме фракционного отжига [4]. Распределение концентрации глубоких состояний $N'(\varepsilon)$ оценено по спектральным зависимостям коэффициента поглощения $\alpha(h\nu)$, рассчитанного из спектров диффузного отражения в диапазоне $h\nu = 1.5 - 6.2 \text{ eV}$ по методике [5]. С целью установления характера локализации электронных состояний, вида распределения их плотности по энергии и типа оптических переходов $\alpha(h\nu)$ аппроксимировалась законом Урбаха $\alpha = \alpha_0 \exp(h\nu/E_U)$, выполняющимся в большинстве диэлектриков и полупроводников с экспоненциальным краем поглощения, и степенными законами $\alpha h\nu = B(h\nu - E_g)^m$, которые при определенных упрощающих предположениях описывают межзонные переходы [6,7]. Значения $m = 1/2$ и 2 соответствуют прямому и непрямоу разрешенным переходам, а $m = 3/2$ и 3 — прямому и непрямоу запрещенным переходам

2. Спектры оптического поглощения имплантированного BN

Анализ спектров необлученного материала указывает на непрерывное распределение локализованных в ЗЗ энергетических состояний (рис. 1). В области края фундаментального поглощения зависимость $\alpha(h\nu)$ подчиняется, как и в большинстве материалов, закону Урбаха ($h\nu = 4.0 - 4.5 \text{ eV}$, $E_U = 0.7 - 0.9 \text{ eV}$). Большие по сравнению с другими диэлектриками значения E_U , характеризующие распределения состояний в хвостах валентной зоны (ВЗ) и зоны проводимости (ЗП) [8], обусловлены значительным влиянием на край поглощения уровней биографических дефектов. Ширина ЗЗ, оцененная в рамках моделей разрешенных прямых E'_g и не прямых E''_g переходов, составила соответственно 4.1–4.2 и 2.9–3.5 eV, что отличается от рассчитанных теоретически $E'_g = 5.27 \text{ eV}$ и $E''_g = 4.65 \text{ eV}$ [9]. Несоответствие вызвано сложным

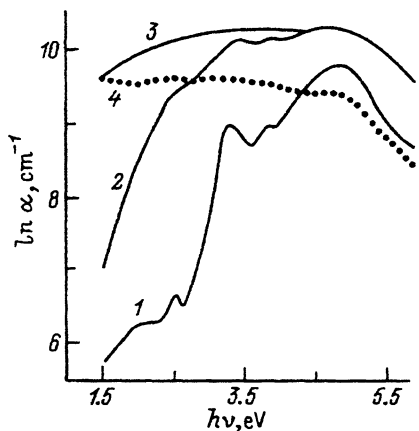


Рис. 1. Спектры поглощения необлученного (1) и облученного VN при $\Phi = 10^{15}$ (2), 10^{17} (3), $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (4).

иерархическим строением керамики [10] и влиянием уровней дефектов, распределенных вблизи краев разрешенных зон [4].

Наряду с непрерывным спектром локализованных состояний в VN обнаружены и частично идентифицированы [4] «моноэнергетические» неглубокие ($\epsilon < 1.5 \text{ eV}$) и глубокие оптические уровни. Последние определены по спектрам люминесценции, а также проявляются в виде локальных полос в спектрах поглощения (рис. 1). С ростом $h\nu$ степень заселенности уровней и концентрация соответствующих им дефектов возрастают. Уровни излучательной рекомбинации в зависимости от преобладающего влияния на люминесценцию и электроперенос доноров или акцепторов могут быть двух типов [4]. Поглощение определяется электронными переходами с участием центров донорного и акцепторного типа.

В исследованном диапазоне $h\nu$ облучение вызывает рост α в 10–100 раз (рис. 1, 2). Наклон зависимости $d \lg \alpha / d \lg \Phi$, а следовательно, и

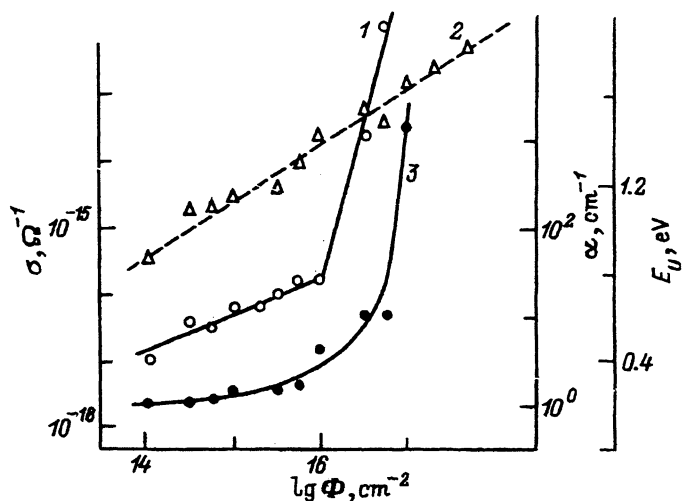


Рис. 2. Зависимость проводимости σ (1), коэффициента поглощения α ($h\nu = 2 \text{ eV}$) (2) и энергии Урбаха E_U [$\Delta(h\nu) = 1.65\text{--}2.3 \text{ eV}$] (3) от флюенса ионов.

Параметры уровней имплантированного BN, определенные оптической спектроскопией

Φ , cm^{-2}	Закон Урбаха			Прямые разрешенные переходы			Непрямые разрешенные переходы		
	$\Delta(h\nu)$, eV	E_U , eV	α_0 , cm^{-1}	$\Delta(h\nu)$, eV	$\lg B'$, $\text{cm}^{-1}\text{eV}^{1/2}$	E'_g , eV	$\Delta(h\nu)$, eV	$\lg B''$, $\text{cm}^{-1}\text{eV}^{-1}$	E''_g , eV
0	1.6-2.5	0.21	10^{-3}						
	2.5-3.0	0.32	10^{-2}						
	4.0-4.7	0.80	0.5	4.4-4.7	4.06	4.1	4.1-4.7	3.81	3.3
10^{14}	1.5-2.3	0.15	10^{-3}						
	2.6-3.0	0.91	23.0						
	4.0-4.4	0.75	10.1	4.1-4.7	4.04	3.9	4.2-4.7	3.51	2.6
10^{15}	1.6-2.4	0.25	10^{-2}				2.0-2.5	3.35	1.7
	2.6-3.1	1.11	200				2.5-3.0	3.36	1.2
	3.8-4.6	4.50	1100	3.6-4.7	4.06	3.1	3.8-4.5	2.8	0
10^{16}	1.6-2.5	0.42	13.5				1.9-2.5	3.38	1.3
	2.5-3.1	1.35	450	2.5-3.0	3.99	2.1	2.5-3.0	3.08	0.5
	3.8-4.6	6.51	1500	3.6-4.7	4.06	3.1	3.8-4.5	2.81	-0.1
10^{17}	1.5-2.0	1.51	750	1.9-2.8	3.83	1.6	1.5-2.3	3.02	0
	2.0-2.5	5.02	1000	2.8-3.6	3.95	2.1	2.3-3.3	2.80	-0.85
	2.5-3.3	5.05	1000	3.6-4.9	3.83	1.1	3.4-4.7	2.21	-5
$5 \cdot 10^{17}$				1.5-2.8	3.65	1.3	1.5-2.1	2.35	-1.8
				2.8-4.5	3.70	1.9	2.0-4.0	2.28	-2.5
							4.0-4.7	1.78	-8.5

пропорциональная ему скорость введения дефектов зависят от $h\nu$. Это позволило на спектрах $\alpha(h\nu, \Phi)$ выделить три области с существенно отличающейся кинетикой накопления дефектов и соответствующих им локализованных в ЗЗ состояний: 1.5-2.5eV, 2.5-3.1eV, 3.1-4.8eV. При $\Phi \leq 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ интенсивно образуются дефекты, состояния которых распределены в области энергий вблизи середины ЗЗ (2.2-2.8eV). С повышением флюенса более значителен рост N' в области 1.5-2.3eV.

При $\Phi \leq 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ в области края поглощения правило Урбаха выполняется при $h\nu = 3.9-4.6 \text{ eV}$. Рост параметров E_U , α_0 и α с флюенсом (см. таблицу) указывает на увеличение плотности локализованных состояний в хвостах разрешенных зон и на уменьшение ширины ЗЗ. Для прямых разрешенных переходов E'_g сужается до 3.9-3.3eV при $\Phi = 10^{14}-10^{16} \text{ cm}^{-2}$, для непрямых переходов уменьшение E''_g более резкое (вплоть до полного исчезновения при $\Phi \sim 10^{16} \text{ cm}^{-2}$).

В области $h\nu = 1.5-3.3 \text{ eV}$ существуют участки, на которых величина $\ln \alpha$ пропорциональна $h\nu$ (рис. 1), т.е. здесь, как и в области края поглощения, выполняется правило Урбаха. Это указывает на участие в поглощении локализованных электронов. Плотность соответствующей

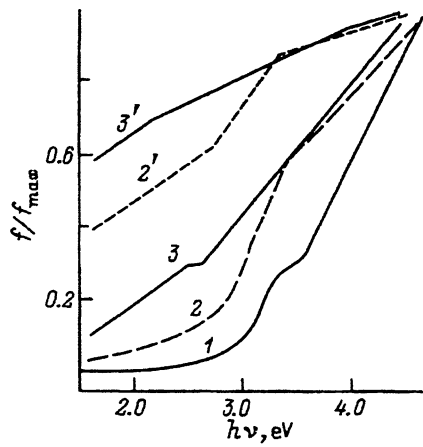


Рис. 3. Функции $f(h\nu) = (\alpha h\nu)^{1/m}$ для $m = 1/2$ (1-3) и 2 (2', 3') облученного ВН при $\Phi = 10^{15}$ (1), 10^{17} (2, 2'), $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (3, 3').

щих состояний экспоненциально распределена по энергии. Выделяется несколько определяемых флюенсом участков с отличающимися α , E_U и α_0 . Причем с ростом $h\nu$ и Φ степень заселенности уровней, а также концентрация соответствующих им дефектов возрастают. Это является типичным для облучаемых диэлектриков [11, 12].

После облучения $\Phi \geq 10^{15} \text{ см}^{-2}$ в области $h\nu = 1.5-3.3 \text{ eV}$ появляются участки, где функция $(\alpha h\nu)^{1/m}$ пропорциональна $h\nu$ (рис. 3), т.е. поглощение подчинено степенным законам, описывающим межзонные переходы, и, по-видимому, происходит с участием делокализованных электронов. Участки $\Delta(h\nu)$, где α подчиняется и закону Урбаха, и степенным законам при $\Phi = 10^{15}-10^{17} \text{ см}^{-2}$, перекрываются (см. таблицу). Это свидетельствует о двойственной природе поглощающих носителей, т.е. в широком диапазоне $h\nu$ поглощение обусловлено переходами локализованных и делокализованных электронов. Расширение участков степенного поглощения с ростом Φ указывает на увеличение вклада делокализованных электронов в изменение оптических свойств.

При $\Phi = 10^{15}-5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ области энергий для непрямых переходов шире, чем для прямых. Существуют интервалы $\Delta(h\nu)$, где пропорциональность между $(\alpha h\nu)^{1/m}$ и $h\nu$ соблюдается только для непрямых переходов. С ростом Φ области проявления прямых переходов расширяются. Подобное наблюдается не только для разрешенных, но и для запрещенных межзонных переходов. Зависимости параметров $V'(\Phi)$ для прямых и $V''(\Phi)$ для непрямых переходов различны: с ростом флюенса V' практически не меняется, а V'' значительно снижается (см. таблицу).

При $\Phi \geq 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ α с увеличением $h\nu$ постоянен или слабо уменьшается. Величины α в областях примесного и фундаментального поглощения сравнимы. Правило Урбаха не выполняется. Однако $\alpha(h\nu)$ хорошо аппроксимируется законами для межзонных переходов (рис. 3). Уменьшение α с увеличением $h\nu$ обычно связывают с поглощением свободными носителями заряда [7, 8]. Однако отделить вклад поглощения свободными носителями от других видов поглощения и конкретизировать механизм рассеяния не представляется возможным.

3. Спектр локализованных состояний модифицированного ВН

Измельчение при ионно-термической модификации структурных фрагментов (кристаллитов) вплоть до их аморфизации [2,13] и радиационное дефектообразование [2,3] приводят к частичному нарушению существующего в исходных материалах дальнего порядка. Концентрация создаваемых дефектов, их комплексов и макродефектов значительна. Это должно существенно трансформировать запрещенную зону, создавая в ней дополнительные локализованные состояния высокой плотности.

Влияние ионно-термической обработки на параметры спектра и характер локализации энергетических состояний вблизи потолка ВЗ и дна ЗП и на удалении от них ($\epsilon = 1.5-3.3 \text{ eV}$) различно.

Рост плотности локализованных состояний в хвостах разрешенных зон с увеличением флюенса ($\Phi \leq 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) приводит к размытию края, уменьшению E_g и замедлению спада $N'(\epsilon)$ вглубь ЗЗ (рис. 4). Резкое уменьшение E_g'' и ее исчезновение кажущиеся и не означают перекрытия разрешенных зон, а являются следствием высокой плотности локализованных состояний вблизи края каждой из них и наличия нескольких механизмов поглощения. По расширению области межзонных переходов в сторону низких энергий корректное уменьшение ширины ЗЗ может быть оценено на $0.3-0.4 \text{ eV}$ или менее.

После облучения $\Phi \leq 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ оптическое поглощение при $h\nu = 1.5-3.3 \text{ eV}$ определяется локализованными состояниями, плотность которых экспоненциально увеличивается с глубиной. Распределение состояний дефектов, локализовавших электроны, примыкает к потолку ВЗ, а незаполненные состояния — ко дну ЗП; уровень Ферми расположен в области пересечения этих распределений (рис. 4). Существование в необлученном ВН уровней захвата и рекомбинации обоих типов позволяет предположить симметричную картину распределения $N'(\epsilon)$ в ЗЗ для донорных и акцепторных состояний. Ионно-термическая модификация, нарушая симметричность в распределениях $N'(\epsilon)$ в пользу доноров или акцепторов, вызывает значительное смещение уровня Ферми к ЗП или к ВЗ.

В облученном материале выделены две группы определяющих ТСЛ уровней. Низкая степень заселенности уровней с $\epsilon_1 = 0.2-0.6 \text{ eV}$ по сравнению с необлученным ВН ($(n/N)_1 = 10^{-11}-10^{-9}$ против

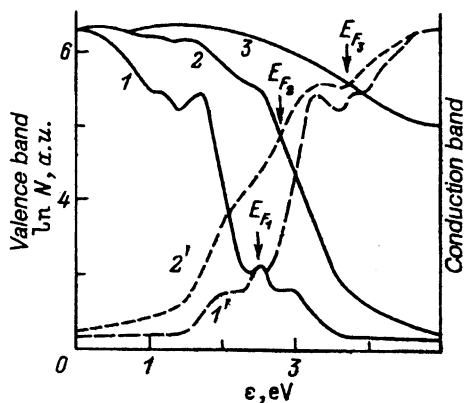


Рис. 4. Плотность состояний в ЗЗ необлученного (1,1') и облученного ионами $\Phi \sim 10^{10}$ (2,2') и $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (3) ВН в предположении электронной (1-3) и дырочной (1',2') проводимости. Положения уровня Ферми $E_{f1,2,3}$ показаны стрелками.

$10^{-7}-10^{-5}$) обусловлена высокой концентрацией наведенных дефектов с уровнями $\varepsilon_2 = 0.7-1.4\text{eV}$ и $(n/N)_2 = 10^{-9}-10^{-5}$ и влиянием последних на более мелкие. Общим для спектров $n(\varepsilon)$ ($\varepsilon \leq 1.5\text{eV}$) и $N'(\varepsilon)$ ($\varepsilon = 1.5-5.0\text{eV}$) является увеличение концентрации с глубиной уровня в ЗЗ. Это позволяет сделать предположение о близкой природе образующих их дефектов и качественно объединить их распределения на схеме.

Анализ оптических параметров и изменений постимплантационной плотности состояний в ЗЗ в зависимости от скорости введения дефектов показал, что с повышением флюенса накопление локализованных состояний и изменение в их структуре максимальны для области $1.5-2.5\text{eV}$. При этом существенная роль в поглощении принадлежит делокализованным носителям заряда, т.е. можно предположить, что локализованные состояния дефектов вследствие их накопления и взаимодействия объединяются в подзону. Поглощение формируется с участием прямых и не прямых оптических переходов между состояниями подзоны и разрешенными зонами. Возможны переходы донорная подзона-ЗП и ВЗ-акцепторная подзона. Ширина подзоны и степень ее уровней определяются поглощенной дозой ионов. В связи с этим с ростом Φ участки $\Delta(h\nu)$ межзонных переходов расширяются (рис. 3), а оптические зазоры E'_g, E''_g уменьшаются: $E'_g = (2.0-1.5)\text{eV}$, $E''_g = (1.3-0)\text{eV}$ при $\Phi = 10^{16}-10^{17}\text{cm}^{-2}$ и $E'_g = 1.0\text{eV}$, $E''_g = -(1.0-3.0)\text{eV}$ при $\Phi \approx 5 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-2}$.

Анализ зависимостей от флюенса величин B' и B'' , определяемых комбинированной плотностью состояний, и интервалов $\Delta(h\nu)$, в пределах которых реализуются разрешенные (прямые и не прямые) переходы, показал, что плотность состояний подзоны и/или вероятность переходов подзона-зона, по крайней мере, не возрастают. Это связано с расширением подзоны и перераспределением в ее пределах заселенности уровней. При $\Phi \leq 10^{16}\text{cm}^{-2}$ прямые переходы между подзоной и разрешенными зонами менее вероятны, чем не прямые переходы, но с повышением флюенса вклад прямых переходов возрастает.

При $\Phi \geq 10^{17}\text{cm}^{-2}$ наиболее глубокие состояния подзоны перекрываются с хвостами разрешенных зон (рис. 4). Эффективная оптическая щель сужается, а край поглощения переносится в область энергий, где существует подзона. Исчезновение щели для не прямых переходов формально означает перекрытие наименее глубоких состояний подзоны с краями разрешенных зон (например, донорной подзоны с ЗП). Квазиуровни Ферми смещаются к разрешенным зонам в сторону ЗП для электронов и в сторону ВЗ для дырок.

Постимплантационный отжиг в вакууме при $T_0 = 300-1500\text{K}$ стимулирует объединение дефектов в кластеры [3], изменяет термоактивационные характеристики материалов [14] и параметры глубоких уровней. В области $h\nu = 3.5-4.8\text{eV}$ наблюдается частичное восстановление края поглощения после облучения $\Phi \leq 10^{16}\text{cm}^{-2}$, а при $\Phi \geq 10^{17}\text{cm}^{-2}$ дальнейшее уменьшение параметров B', B'' и E'_g, E''_g межзонных переходов.

Термообработка наиболее эффективно воздействует на дефекты, которым соответствуют уровни $1.5-2.5\text{eV}$. Сопоставляя параметры α, E_U, α_0 , можно заключить, что происходит дальнейшее увеличение их кон-

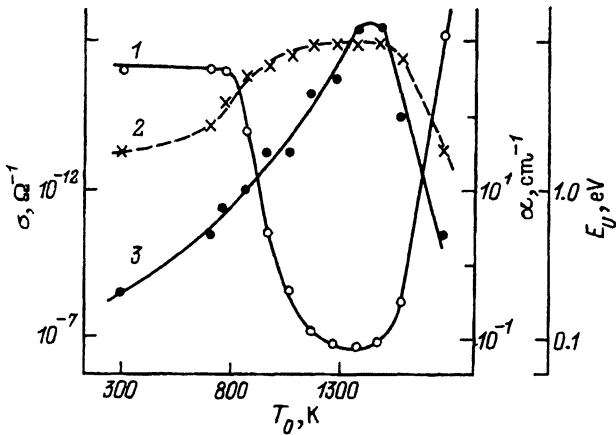


Рис. 5. Зависимость проводимости σ (1), коэффициента поглощения α ($h\nu = 1.65$ eV) (2) и энергии Урбаха E_U [$\Delta(h\nu) = 1.65-2.3$ eV] (3) облученного $\Phi = 10^{15}$ cm $^{-2}$ BN от температуры постимплантационного отжига.

центрации и уширение распределения $N'(\epsilon)$. Изменения параметров локализованных состояний максимальны при $T_0 = 1100-1500$ K (кривые 2, 3 на рис. 5) и совпадают со стадией оптимального изменения диэлектрических свойств (кривая 1 на рис. 5). Кроме того, термообработка дополнительно увеличивает вклад делокализованных носителей заряда в поглощение, стимулирует расширение подзоны, а при имплантации малых флюенсов — ее формирование. Воздействие $\Phi \geq 10^{17}$ cm $^{-2}$ создает достаточно стабильную структуру запрещенной зоны, которая включает и локализованные состояния, и частично делокализованные состояния оптической подзоны; отжиг только незначительно меняет оптические параметры этой структуры. Следует отметить, что характеристики межзонных оптических переходов с участием состояний подзоны в большей степени определяются флюенсом ионов, чем температурой отжига. При изменении же диэлектрических свойств, в частности электропроводности σ , более эффективным фактором, вызывающим увеличение σ , является постимплантационный отжиг в вакууме при $T_0 = 1100-1500$ K [2].

Рост σ , изменение ее энергетических и кинетических характеристик с флюенсом и при термообработке коррелируют с изменениями параметров локализованных состояний и/или подзоны и их относительным вкладом в оптические свойства. Определенная по $\sigma(T)$ степень заселенности мелких уровней в интервале температур 300–650 K составляет $10^{-15}-10^{-10}$ и увеличивается с глубиной, т.е. спектры концентрации и степени заселенности по данным люминесценции и проводимости коррелируют. Однако существующее в исходном BN совпадение энергетических и кинетических характеристик ТСЛ и σ [4] нарушается, что указывает на смену механизма переноса. Транспорт носителей заряда осуществляется по прыжковому механизму с переменной длиной прыжка по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям, плотность которых может достигать $10^{18}-10^{20}$ eV $^{-1}$.cm $^{-3}$ [14]. Нельзя исключить аналогичный указанному прыжковый механизм переноса по состояниям в пределах сформировавшейся подзоны. Возможно уча-

стие и активационного механизма при переходах между локализованными состояниями (или подзоной) и разрешенными зонами [2].

Измерения термоэдс указывают на доминирование в модифицированном слое переноса n -типа. Преобладающий тип дефектов — анионные вакансии [3]. Следовательно, симметричность картины в распределении плотности состояний в ЗЗ для доноров и акцепторов при модификации нарушается в пользу донорных центров, а уровень Ферми смещается к дну ЗП. Схематически это изменение показано на рис. 4. В поглощении преобладают переходы между заселенными электронными донорными состояниями и ЗП. Сформировавшаяся подзона, в пределах которой реализуются электроперенос и поглощение, имеет донорный тип. При невысоких флюенсах ($\Phi \leq 10^{16} \text{ см}^{-2}$) распределение состояний в ЗЗ и их заполнение ближе к случаю частично компенсированного широкозонного материала n -типа. При высоких флюенсах ($\Phi > 10^{17} \text{ см}^{-2}$) распределение состояний приближается к случаю сильнолегированного материала n -типа, где состояния образовавшейся подзоны могут частично перекрываться с ЗП.

Таким образом, в ЗЗ модифицированного VN образуется дополнительное непрерывное распределение энергетических уровней в области 1.5–5.0 eV, которое определяет его оптические и диэлектрические свойства. Двойственная природа поглощающих центров доказывает наличие в модифицированном слое как локализованных, так и делокализованных носителей заряда. Вследствие накопления при облучении или термообработке экспоненциально распределенных локализованных состояний образуется подзона донорного типа, состояния которой определяют оптические свойства при участии прямых и непрямых переходов в ЗП, и происходит смещение уровня Ферми в сторону ЗП. Характеристики локализованных состояний и/или подзоны: энергетические параметры (границы по энергии, уровень Ферми, оптическая псевдощель), заселенность и соотношения между вероятностями переходов — определяются условиями облучения и термообработки.

Список литературы

- [1] Lopatin V.V., Kabyshev A.V., Bushnev L.S. Phys. Stat. Sol. (a) **116**, K69 (1989).
- [2] Бушнев Л.С., Кабышев А.В., Лопатин В.В. Физика и химия обраб. материалов, **2**, 5 (1990).
- [3] Кабышев А.В., Лопатин В.В. Поверхность, **7**, 86 (1994).
- [4] Lopatin V.V., Konusov F.V. J. Phys. Chem. Sol. **53**, 6, 847 (1992).
- [5] Волгин Ю.И., Ковалев В.П., Уханов Ю.И. ФТП **4**, 12, 2400 (1970).
- [6] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М. (1974). 472 с.
- [7] Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М. (1977). 366 с.
- [8] Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М. (1973). 456 с.
- [9] Гриняев С.Н., Лопатин В.В. Изв. вузов. Физика **2**, 27 (1992).
- [10] Дедков В.С., Иванов Ю.Ф., Лопатин В.В., Шарупин Б.Н. Кристаллография **38**, 2, 217 (1993).
- [11] Dolal M.L., Rahmani M., Townsend P.D. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B32**, 61 (1988).
- [12] Посудиевский О.Ю., Мянникова И.Г., Чуйко А.А. Поверхность, **9**, 114 (1992).
- [13] Romana L., Thevenard P., Canut B., Massouras G., Brenier R., Brunel M. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B46**, 94 (1990).
- [14] Кабышев А.В., Лопатин В.В., Конусов Ф.В. Матер. II конф. «Взаимодействие ионов с поверхностью». М. (1993). Т. 3. С. 84–86.