

Влияние нейтронного облучения и температуры отжига на электрофизические свойства и период решетки эпитаксиальных слоев нитрида галлия

© В.М. Бойко, С.С. Веревкин, Н.Г. Колин[¶], А.В. Корулин,
Д.И. Меркурисов, А.Я. Поляков*, В.А. Чевычелов

Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова,
249033 Обнинск, Россия

* Гиредмет,
119017 Москва, Россия

(Получена 6 мая 2010 г. Принята к печати 11 июня 2010 г.)

Рассмотрено влияние облучения большими флюенсами реакторных нейтронов ($\Phi = 1.5 \cdot 10^{17} - 8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$) и последующих термообработок в интервале температур $100-1000^\circ\text{C}$ на электрофизические свойства и период решетки эпитаксиальных слоев GaN, выращенных на подложке Al_2O_3 .

Показано, что с ростом флюенса нейтронов до $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ удельное электрическое сопротивление материала увеличивается до значений около $10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ за счет образовавшихся радиационных дефектов, а при дальнейшем увеличении флюенса удельное сопротивление, проходя через максимум, уменьшается до значений $2 \cdot 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при 300 К, что объясняется появлением прыжковой проводимости по перекрытым оболочкам областей разупорядочения. Период решетки c с ростом флюенса нейтронов до $8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ увеличивается на 0.38% при практически неизменном параметре a . Термообработка облученных образцов до 1000°C не приводит к полному восстановлению периода решетки и электрофизических свойств материала.

1. Введение

Благоприятное сочетание ряда физико-химических свойств нитрида галлия (GaN) открывает широкие перспективы применения в различных областях электронной техники. Высокая термическая и химическая стойкость дают возможность использования GaN для изготовления приборов, работающих в неблагоприятных температурных и химических условиях. Хорошая теплопроводность GaN снимает многие проблемы охлаждения рабочей области приборов, а сочетание высокой скорости насыщения электронов и значительного напряжения пробоя делает пригодным GaN для изготовления мощных высокочастотных транзисторов. Так, за последние годы транзисторы на основе GaN в диапазоне частот от 1 до 40 ГГц превосходили более чем в 10 раз по удельной плотности и мощности приборы, изготовленные на основе арсенида галлия (GaAs). Широкое использование получил GaN в сочетании с InN и в производстве светоизлучающих и фотоприемных устройств широкого спектрального диапазона. Высокая пороговая энергия образования дефектов и низкая плотность обеспечивают использование GaN в детекторах жесткого излучения в физических экспериментах. Кроме того, несмотря на достигнутые впечатляющие результаты технологии выращивания эпитаксиальных пленок GaN на подложках Al_2O_3 , SiC, Si и других, качество таких структур все еще далеко от совершенства. Все это выдвигает проблему изучения собственных дефектов решетки и их влияния на свойства GaN и приборов на его основе.

Цель данной работы заключается в изучении влияния облучения полным спектром реакторных нейтронов на

электрофизические свойства и структурные параметры решетки $wz\text{-GaN}$, выращенного на подложке сапфира (Al_2O_3).

2. Методика эксперимента

Исследовались зависимости электрофизических свойств и периода решетки специально не легированных ($n = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и легированных кремнием ($n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) эпитаксиальных пленок $n\text{-GaN}$ от флюенса реакторных нейтронов и температуры последующих термообработок. Эпитаксиальные пленки нитрида галлия толщиной 4 мкм и диаметром до 50.8 мм выращивались на подложке Al_2O_3 (0001) методом газофазной эпитаксии с использованием металлорганических соединений (MOCVD). Для измерений использовались образцы размером $10 \times 10 \text{ мм}$, вырезанные из пластин. Облучение структур проводилось в вертикальных каналах ядерного реактора ВВР-ц НИФХИ им. Л.Я. Карпова (г. Обнинск) полным спектром реакторных нейтронов в интервале флюенсов тепловых нейтронов от $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ до $8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ при соотношении плотностей потоков тепловых/быстрых нейтронов в потоке $\varphi_T/\varphi_F \approx 1$. В зоне облучения плотность потока тепловых нейтронов составляла $\varphi_T = 3.75 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Как известно [1–5], облучение полным спектром нейтронов ядерного реактора приводит к образованию в облучаемом материале большого количества простых (межузельный атом–вакансия) и сложных (области разупорядочения) радиационных дефектов в основном за счет быстрых нейтронов, и стабильных, однородно распределенных в материале изотопов, играющих роль легирующей примеси, — за счет ядерных реакций,

[¶] E-mail: ngkolin48@mail.ru

Основные ядерные реакции на тепловых нейтронах для нитрида галлия

Материал	Изотоп	Концентрация изотопов, %	Сечение поглощения или активации, барн		Реакции и конечные продукты ядерных превращений	Влияние примеси
			на атом изотопа	на атом смеси изотопов		
GaN	Ga	Естественная		2.80 ± 0.13		д
	^{69}Ga	60.2	1.4 ± 0.31	0.84	$^{69}\text{Ga}_{31}(n, \gamma)^{70}\text{Ga}_{31} \xrightarrow[21.1 \text{ мин}]{\beta^-} ^{70}\text{Ge}_{32}$	д
	^{71}Ga	39.8	5.0 ± 1.0	5.4	$^{71}\text{Ga}_{31}(n, \gamma)^{72}\text{Ga}_{31} \xrightarrow[14.12 \text{ ч}]{\beta^-} ^{72}\text{Ge}_{32}$	д
	^{14}N	99.63	0.075		$^{14}\text{N}(n, \gamma) \rightarrow ^{15}\text{N}$	
	^{15}N	0.37	$24 \cdot 10^{-6}$		$^{15}\text{N}(n, \gamma)^{16}\text{N} \xrightarrow[7.13 \text{ с}]{\beta^-} ^{16}\text{O}$	

протекающих при поглощении тепловых нейтронов атомами основного вещества. Последующая высокотемпературная обработка облученного материала приводит к устранению образовавшихся радиационных дефектов и установлению стабильных электрофизических параметров. В этом и есть основной смысл процесса ядерного легирования полупроводниковых материалов.

Основные ядерные реакции, протекающие в GaN под действием тепловых нейтронов, представлены в таблице. Концентрация примеси i -го сорта, образующаяся в материале, определялась по формуле

$$N_i = N_0 k_i \sigma_i \varphi t, \quad (1)$$

где N_0 — концентрация исходной смеси изотопов; k_i и σ_i — соответственно относительное содержание и сечение активации i -го изотопа, из которого образуется примесь i -го сорта; φ — плотность потока нейтронов; t — время облучения. Результаты расчета для GaN свидетельствуют о том, что основной примесью, образующейся в результате ядерных реакций, является стабильная донорная примесь германия, концентрация которой составляет $N_{\text{Ge}} = 0.126\Phi_T$. Вклад остальных ядерных реакций, в том числе с атомами азота, является несущественным из-за малых значений сечений поглощения тепловых нейтронов [6], и ими можно пренебречь. В нашем случае расчетное значение концентрации примеси германия, вводимой в результате ядерных реакций, протекающих при поглощении тепловых нейтронов атомами галлия, менялось от $2 \cdot 10^{16}$ до $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Термообработка облученных низкоомных образцов проводилась в резистивной печи в вакууме в течение 20 мин в интервале температур 100–1000°C. До и после термообработки образцы освежались в кислотном травителе с целью устранения следов контакта и возможного окисления.

Измерение сопротивления облученных высокоомных образцов проводилось двухконтактным методом, путем измерения тока, протекающего через образец, на установке с пределом измерения порядка 10^{-13} А , с последующим расчетом удельного электрического сопротивления материала (ρ). Измерение электрофизических параметров образцов проводилось четырехконтактным методом Холла на автоматизированной установке

HMS-3000 при комнатной температуре. В обоих случаях использовались индиевые омические контакты.

Параметры c и a гексагональной элементарной ячейки моноэпитаксиального GaN, а также подложки — сапфира Al_2O_3 (0001) в зависимости от флюенса нейтронов и температуры отжига материала определялись рентгеновским дифрактометрическим методом (дифрактометр ДРОН-3М с приставкой для выведения кристаллографических плоскостей в отражающее положение), съемка рефлексов на CuK_β -излучении по точкам методом ($\omega/2\theta$) по положению рефлексов (006) и (110) для гексагональной системы GaN и (0 0 18) и (220) для ромбоэдрической (с гексагональной системой осей) Al_2O_3 , для параметров c и a соответственно. Учитывались экстраполяционные поправки для исключения систематических ошибок измерения. Точность измерений (2σ) для параметров c и a составляла: ± 0.0004 и 0.001 \AA для GaN; 0.0004 и 0.003 \AA — для Al_2O_3 .

3. Экспериментальные результаты

Зависимость удельного электрического сопротивления образцов GaN с различным значением концентрации носителей заряда в исходном состоянии от полного флюенса реакторных нейтронов ($\varphi_T/\varphi_F \approx 1$) представлена на рис. 1, а. На кривой зависимости $\rho(\Phi)$ можно выделить 2 области: 1 — на начальных этапах облучения с ростом флюенса нейтронов до значений порядка $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ удельное сопротивление n -GaN растёт до величины около $10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при 300 К за счет преимущественно образования в материале глубоких радиационных дефектов акцепторного типа (область „меньших доз“ облучения); 2 — при дальнейшем увеличении флюенса удельное сопротивление, проходя через максимум, уменьшается до значений $2 \cdot 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, что объясняется появлением прыжковой проводимости по перекрытым оболочкам областей разупорядочения (область „переоблучения“). В этой области дозовые кривые $\rho(\Phi)$ не зависят от свойств исходного материала, а целиком определяются плотностью радиационных дефектов. Следует отметить, что при флюенсах нейтронов $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ вклад исходной концентрации легиру-

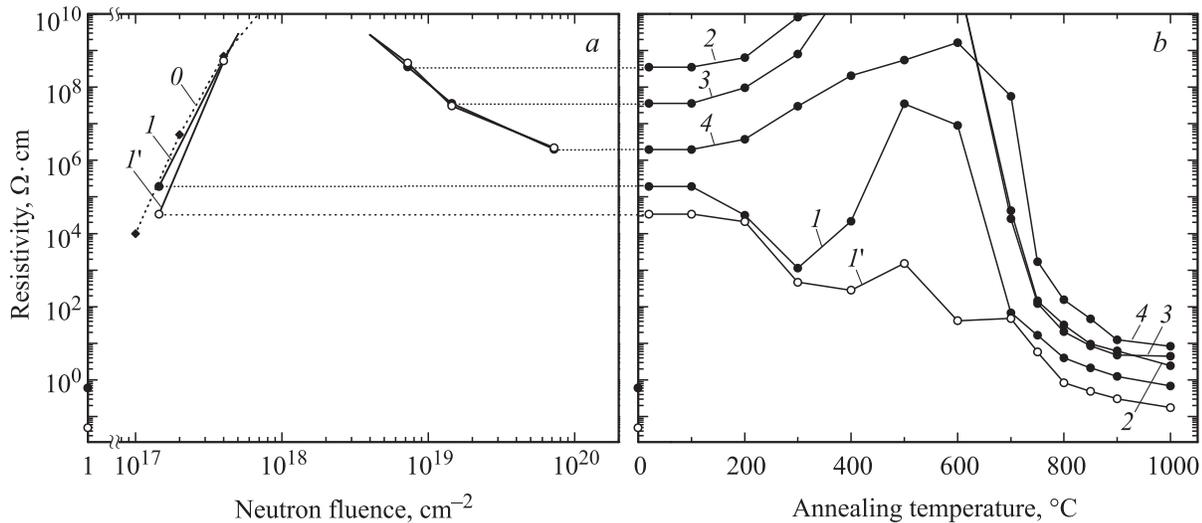


Рис. 1. Зависимость удельного электрического сопротивления эпитаксиальной пленки GaN от флюенса полного спектра реакторных нейтронов (a) и температуры отжига (b) для образцов с различной исходной концентрацией носителей заряда n . Соотношение плотностей потоков тепловых и быстрых нейтронов в зоне облучения $\varphi_T/\varphi_F \approx 1$. На оси ординат приведены значения ρ для исходных образцов. a: n, cm^{-3} : 1 — 10^{15} , 1' — $2 \cdot 10^{17}$, 0 — расчет. b: n, cm^{-3} : 1, 2, 3, 4 — 10^{15} , 1' — $2 \cdot 10^{17}$; $\Phi_T \cdot 10^{-18}, \text{cm}^{-2}$: 1, 1' — 0.15; 2 — 7.3; 3 — 15; 4 — 80.

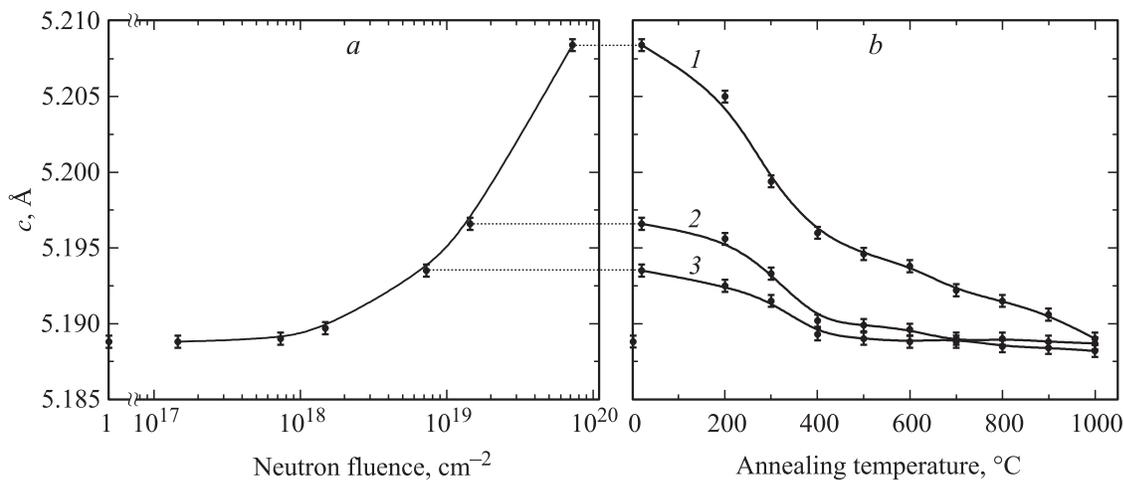


Рис. 2. Зависимость периода решетки c эпитаксиальной пленки GaN от флюенса полного спектра реакторных нейтронов (a) и температуры отжига (b) для нелегированных образцов с исходной концентрацией носителей заряда $n = 10^{15} \text{cm}^{-3}$. На оси ординат приведены значения c для исходных образцов. b: $\Phi_T \cdot 10^{-18}, \text{cm}^{-2}$: 1 — 80, 2 — 15, 3 — 7.3.

ющей примеси кремния ($2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$) в определяемые значения конечных параметров облученного материала еще заметен. Сразу после облучения значение удельного сопротивления ниже в исходно-легированных образцах.

При больших флюенсах нейтронов параметры облученных материалов становятся одинаковыми независимо от исходной концентрации примеси и определяются в основном высокой концентрацией вводимых радиационных дефектов.

Соответствующее изменение периода решетки c от флюенса реакторных нейтронов для исходных нелегированных образцов GaN представлено на рис. 2, a. С ростом флюенса нейтронов до значений поряд-

ка $(2-3) \cdot 10^{18} \text{cm}^{-2}$ период решетки увеличивается незначительно, а при дальнейшем облучении постоянная решетки сильно возрастает, достигая значения около 5.2084\AA при $\Phi = 8 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-2}$, что составляет общий прирост периода решетки c на элементарную ячейку GaN до 0.0196\AA (0.38%). Аналогичная зависимость параметра c от флюенса реакторных нейтронов для подложки Al_2O_3 представлена на рис. 3, a. Увеличение периода решетки c для Al_2O_3 после облучения максимальным флюенсом нейтронов $8 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-2}$ составляет всего лишь 0.0087\AA (0.07%), т.е. около 1/5 соответствующего приращения параметра c в GaN. При этом параметры a решеток GaN и Al_2O_3 практически не

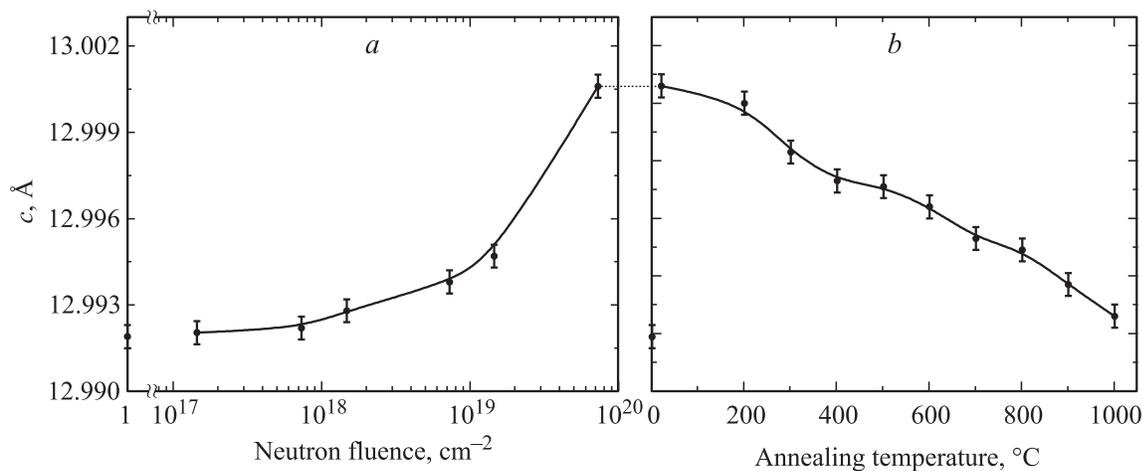


Рис. 3. Зависимость периода решетки c подложки Al_2O_3 от флюенса полного спектра реакторных нейтронов (а) и температуры отжига (б). На оси ординат приведены значения c для исходных образцов. б: $\Phi_T = 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$.

изменяются во всем исследованном диапазоне флюенсов реакторных нейтронов.

На рис. 1, б представлена зависимость удельного электрического сопротивления от температуры отжига нелегированных, а также легированных кремнием в исходном состоянии (кривая I') эпитаксиальных пленок GaN, облученных разными флюенсами реакторных нейтронов ($\Phi = 1.5 \cdot 10^{17} - 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$). Как видно, изменение электрических свойств облученных образцов при отжиге зависит от флюенса нейтронов. При этом можно выделить образцы, облученные „меньшими“ дозами (группа 1), и „переоблученные“ образцы (группа 2). Для материала группы 1 можно выделить три основные стадии отжига радиационных дефектов при температурах 100–300, 300–700 и 700–1000 $^{\circ}\text{C}$.

Отжиг в интервале температур 100–300 $^{\circ}\text{C}$ (первая стадия) приводит к уменьшению удельного сопротивления образцов, что, по-видимому, вызвано частичной аннигиляцией точечных дефектов преимущественно акцепторного типа путем миграции к стокам и рекомбинации межузельных атомов и вакансий.

Дальнейшее увеличение температуры отжига от 300 до 700 $^{\circ}\text{C}$ (вторая стадия) приводит к увеличению удельного сопротивления материала, что, по-видимому, вызвано перестройкой радиационных дефектов в процессе термообработки и образованием более сложных термостабильных дефектов типа скоплений, отжигающихся при более высоких температурах.

Характер изменения электрофизических свойств свидетельствует о существовании третьей стадии отжига 700–1000 $^{\circ}\text{C}$, которая, по-видимому, продолжается и при более высоких температурах. Она характеризуется развалом разупорядоченных областей, а также сложных дефектов, образовавшихся при более низких температурах, с последующей быстрой аннигиляцией точечных дефектов и протеканием вторичных процессов, скорее всего с участием, помимо радиационных дефектов, так-

же примесных атомов и ростовых точечных дефектов решетки.

В „переоблученном“ материале изохронный отжиг вызывает рост удельного электрического сопротивления при температурах нагрева до 600 $^{\circ}\text{C}$, с последующим его уменьшением в направлении исходных значений ρ при температурах выше 600 $^{\circ}\text{C}$. Таким образом, кривая „отжига“ $\rho(T_{\text{ann}})$ в „переоблученном“ материале качественно повторяет кривую „облучения“ $\rho(\Phi)$. При этом чем больше флюенс нейтронов, тем выше остаточные значения ρ и соответственно выше концентрация неотожженных радиационных дефектов в облученном материале.

Следует отметить, что наличие примеси кремния ($2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) в исходном материале (рис. 1, б, кривая I') приводит к более плавному изменению удельного электрического сопротивления при отжиге, чем в нелегированных исходных образцах (кривая I), что свидетельствует о влиянии примеси на процесс трансформации дефектов в интервале температур до 700 $^{\circ}\text{C}$. Более низкие значения ρ при температурах отжига выше 700 $^{\circ}\text{C}$ объясняются высокой концентрацией примеси в материале.

Отжиг основной массы радиационных дефектов для образцов, облученных различными флюенсами нейтронов, происходит при температурах до 600 $^{\circ}\text{C}$. Отжиг продолжается до 1000 $^{\circ}\text{C}$ и, как видно, приводит к различным значениям ρ . Учитывая высокие концентрации вводимой примеси Ge за счет ядерного легирования, следовало ожидать, что чем больше флюенс нейтронов, тем ниже должны быть значения ρ после отжига, однако этого не наблюдается. По-видимому, отжиг будет продолжаться до температур порядка 1300–1500 $^{\circ}\text{C}$.

Для образцов, облученных флюенсами $7.3 \cdot 10^{17}$ и $1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, зависимости удельного электрического сопротивления от температуры отжига представлены на рис. 4. Как видно, измерение ρ возможно лишь после от-

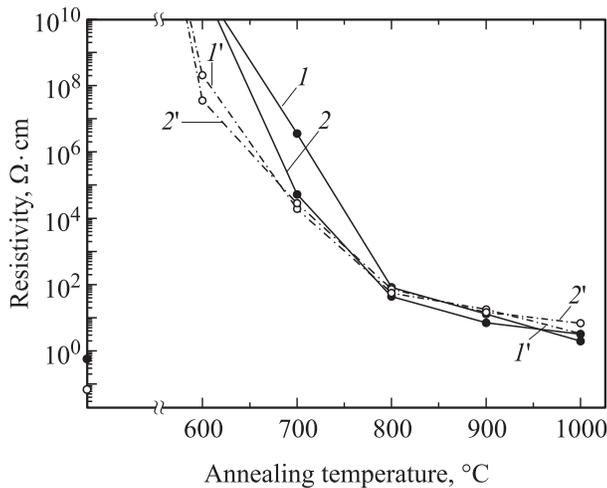


Рис. 4. Зависимость удельного электрического сопротивления образцов GaN с различной исходной концентрацией носителей заряда n , облученных различными флюенсами полного спектра реакторных нейтронов, от температуры отжига. Соотношение плотностей потоков тепловых и быстрых нейтронов в зоне облучения $\varphi_T/\varphi_F \approx 1$. На оси ординат приведены значения ρ для исходных образцов с n , см^{-3} : 1, 2 — 10^{15} ; 1', 2' — $2 \cdot 10^{17}$; Φ_1 : 1, 1' — $7.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$; 2, 2' — $1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$.

жигу при температурах 600 и 700°C. Причем в образцах, легированных в исходном состоянии Si ($2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), отжиг радиационных дефектов до температур порядка 800°C происходит более эффективно (кривые 1' и 2'), чем в исходно-нелегированных образцах (кривые 1 и 2), для обеих партий материала. При дальнейшем увеличении температуры отжига, наоборот — эффективнее отжигаются нелегированные в исходном состоянии образцы, о чем свидетельствуют более низкие значения ρ , достигаемые после отжига 1000°C. Кроме того, из рисунка видно, что чем больше флюенс нейтронов, тем выше конечное значение ρ в исходно-нелегированных образцах. Это также наглядно было показано для более высоких флюенсов нейтронов на рис. 1, *b*. Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод о том, что наличие примесей в материале, независимо от способа их введения, влияет на характер образования и отжига радиационных дефектов в облученных нейтронами эпитаксиальных пленках GaN. Кроме того, на полноту отжига радиационных дефектов в эпитаксиальных пленках GaN отрицательно влияют: концентрация РД, образующихся в результате облучения быстрыми нейтронами и в процессе последующих термообработок; концентрация атомов германия, вводимых в GaN в результате ядерных реакций, протекающих под действием тепловых нейтронов; концентрация примеси в исходном материале.

Измерение электрофизических параметров (удельного электрического сопротивления, концентрации и подвижности носителей заряда) методом Холла для образцов GaN, облученных флюенсом нейтронов

$1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, возможно лишь только после отжига образцов при температуре выше 800°C. Для образцов, облученных большими флюенсами нейтронов, измерение электрофизических параметров методом Холла даже после отжига при 1000°C практически невозможно из-за малых значений подвижности носителей заряда, что свидетельствует о большой концентрации остаточных неотожженных радиационных дефектов.

Характер восстановления периода решетки для всех облученных нейтронами образцов GaN качественно одинаков (рис. 2, *b*). Основные возвратные изменения c происходят при относительно низких температурах отжига (до 400°C) (кривые 2, 3), хотя период решетки продолжает восстанавливаться вплоть до 1000°C, не достигая при этом исходного значения (кривая 1). Аналогичные исследования восстановления периода решетки облученной подложки Al_2O_3 представлены на рис. 3, *b*.

4. Обсуждение результатов

4.1. Электрофизические свойства

При дозах облучения менее $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ дозовые зависимости удельного сопротивления n -GaN при нейтронном облучении можно описать в предположении компенсации исходной проводимости материала глубокими РД. Такие глубокие ловушки в облученном нейтронами n -GaN исследовались в ряде работ, например [7], методами DLTS. При этом уменьшение удельного сопротивления материала при больших флюенсах нейтронов можно связать с появлением прыжковой проводимости носителей заряда по состояниям радиационных дефектов в „переоблученном“ материале. Поэтому дозовую зависимость удельной проводимости в облученном нейтронами GaN можно соответственно записать в виде суммы соответствующих проводимостей:

$$\rho(\Phi)^{-1} \approx \rho_1(\Phi)^{-1} + \rho_2(\Phi)^{-1}. \quad (2)$$

Здесь $\rho_1(\Phi)^{-1} \approx en(\Phi)\mu(\Phi) \approx eN_c \exp\{-F(\Phi)/kT\}\mu(\Phi)$ — проводимость, обусловленная свободными электронами зоны проводимости, где e — заряд электрона, μ — подвижность электронов, $N_c = 2.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ — плотность состояний, приведенная ко дну зоны проводимости GaN, F — уровень Ферми. Известно, что жесткое облучение GaN приводит к закреплению уровня Ферми вблизи его предельного значения $F_{\text{lim}} \approx E_C - 0.85 \text{ эВ}$ [7]. При этом расчетные значения энергетического положения уровня локальной зарядовой нейтральности (CNL) для GaN, тождественные F_{lim} , соответствуют значению $\sim E_C - 0.81 \text{ эВ}$ [8]. Таким образом, в результате облучения GaN уровень Ферми из своего исходного положения, задаваемого уровнем легирования химической примесью, движется в направлении $F_{\text{lim}} \approx E_C - 0.8 \text{ эВ}$, что и приводит к уменьшению плотности свободных электронов и росту удельного сопротивления n -GaN при флюенсах

нейтронов, меньших $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. При этом также имеет место уменьшение подвижности свободных электронов, однако менее существенное. Так, эксперименты на облученном *n*-GaAs показывают, что при смещении уровня Ферми в положение вблизи $F_{\text{lim}} \approx E_v + 0.6 \text{ эВ}$ для данного материала величина μ снижается менее чем на порядок, в то время как значение ρ увеличивается более чем на 10 порядков для исходного нелегированного *n*-GaAs [9]. Принимая во внимание, можно из кривой зависимости $\rho(\Phi)$ оценить положение уровня Ферми на первом участке облучения, а также предельные значения $\rho(\Phi)$ в облученном нейтронами GaN. Данные выполненных оценок показывают, что $\rho(\Phi)_{\text{lim}} \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при 300 К. С учетом этих данных на рис. 1, а (кривая *o*) представлена расчетная зависимость $\rho(\Phi)$, описывающая экспериментальные результаты.

В области „больших“ доз материал имеет степень компенсации, близкую к 1, а уровень Ферми закреплён вблизи $E_C - 0.8 \text{ эВ}$. При этом уменьшение удельного сопротивления материала в этой области обусловлено доминированием прыжковой проводимости носителей заряда по состояниям РД, уровни которых расположены вблизи уровня F_{lim} . Это явление достаточно хорошо исследовано для „переоблученных“ полупроводников с широкой запрещенной зоной, в которых уровень Ферми в результате облучения закрепляется глубоко в запрещенной зоне кристалла, например для GaAs [9]. Проводимость такого материала зависит от плотности РД, т.е. пропорциональна $\Phi^{1/3}$, так что дозовая зависимость прыжковой проводимости „переоблученного“ GaN может быть записана эмпирическим соотношением вида

$$\sigma_2(\Phi) \approx \sigma_0 \exp[(\nu\Phi)^{1/3}]. \quad (3)$$

Здесь в качестве величины σ_0 взято значение $\rho(\Phi)_{\text{lim}}^{-1} = 5 \cdot 10^{-11} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$; подгоночный параметр ν включает скорость введения РД, по которым осуществляются прыжки носителей заряда, и параметры теории прыжковой проводимости. Используя экспериментальные данные рис. 1, было оценено значение $\nu \approx 1.22 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$ для GaN, облученного нейтронами.

4.2. Постоянная решетки

Характер изменения структурных параметров решетки GaN указывает на значительное „разбухание“ кристалла вдоль оси *c* при практически неизменном параметре решетки *a* при нейтронном облучении. В настоящее время неясно, связано ли это с особенностями пространственного вхождения радиационных дефектов в решетку GaN или со стабилизацией параметра *a* пленки GaN подложкой Al_2O_3 . Структура GaN/ Al_2O_3 плохо согласована по параметрам *a* решеток, величина которых составляет 3.189 Å для GaN и 4.758 Å для Al_2O_3 . Таким образом, исходная пленка GaN на подложке Al_2O_3 уже находится в условиях биаксиального растяжения в направлении, перпендикулярном оси *c*.

К тому же чувствительность структурных параметров подложки Al_2O_3 к нейтронному облучению существенно ниже, чем в GaN. Так, эксперименты показывают, что при нейтронном облучении структуры GaN/ Al_2O_3 соответствующие относительные изменения параметров решеток получаются $\Delta c/c_0(\text{Al}_2\text{O}_3)/\Delta c/c_0(\text{GaN}) \approx 1/5$. Поэтому для уточнения наблюдаемого эффекта необходимы соответствующие исследования объемного GaN. Что касается увеличения параметра *c* облученных нейтронами кристаллов GaN, то изменения могут быть связаны как с точечными дефектами — межузельные атомы, вакансии, дефекты антизамещения, так и с дефектами кластерного типа, в частности дефектами упаковки, которые могут формироваться при нейтронной бомбардировке полупроводников. При этом известно, что вакансии катиона и аниона в GaN вызывают незначительные изменения параметра решетки — до 4% увеличения длины связи для V_{N} и соответствующего уменьшения длины связи для V_{Ga} . Более существенное влияние на локальные изменения структурных параметров решетки оказывают дефекты антизамещения — до 12% в сторону увеличения длины связи для дефекта Ga_{N} и до (30–45)% в сторону уменьшения соответствующей величины для дефекта N_{Ga} [10]. Характер восстановления постоянной решетки *c* при отжиге облученного GaN указывает на то, что основная стадия восстановления параметра *c* при температурах 100–400°C предположительно обусловлена отжигом простых радиационных дефектов, а при более высоких температурах имеет место отжиг более сложных дефектов, в частности возможен отжиг вблизи температур 400–600°C комплексов, содержащих межузельные атомы Ga [11]. При этом неполное восстановление параметра решетки при 1000°C для сильно облученных образцов GaN указывает на остаточные РД материала.

4.3. Ядерное легирование

Облучение GaN тепловыми нейтронами приводит к ряду трансмутационных превращений, представленных соответствующими реакциями в таблице. Основная примесь Ge, образующаяся в результате ядерных реакций, должна встраиваться в подрешетку Ga, образуя мелкое донорное состояние с уровнем $E_C - 0.031 \text{ эВ}$ [12]. Результаты настоящих экспериментальных исследований ядерного легирования для образцов GaN, облученных потоками тепловых нейтронов $1.5 \cdot 10^{17}$, $7.3 \cdot 10^{17}$ и $1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, после их отжига показывают, что для исходного нелегированного образца ($n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$) эффективность активации вводимой примеси оценивается на уровне от 95 до 35% после отжига при температуре 1000°C. В то же время для исходного GaN:Si ($n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) при аналогичных условиях обработки плотность свободных электронов остается низкой, т.е. отожженный материал GaN:Si ($n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) по-прежнему является сильно компенсированным. Оценочные концентрации остаточных компенсирующих глу-

бокис РД такого материала составляют величину порядка 10^{17} см^{-3} . Таким образом, для отжига РД и активации примеси Ge в GaN необходимы более высокие температуры. Интересной особенностью наблюдаемых результатов является то, что процесс ядерного легирования менее эффективен в исходном GaN:Si ($n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). В принципе такая особенность предварительно легированного материала может быть обусловлена образованием в облученном GaN низкосимметричных „глубоких“ центров типа Si–V_{Ga}, по аналогии с образованием так называемых E-центров (атом P–V_{Si}) в облученном кремнии [13]. Аналогичное заключение можно сделать и для примеси Ge, введенной путем ядерных реакций в GaN. Если такие комплексы термостабильны, то они могут „затягивать“ процесс активации химической примеси при ядерном легировании полупроводника и приводить к повышению необходимой температуры отжига облученного материала.

Список литературы

- [1] Н.Г. Колин. Изв. вузов. Физика, **6**, 12 (2003).
- [2] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov, S.J. Pearton, M.G. Kolin, D.I. Merkurisov, V.M. Boiko, M. Skowronskii, In-Hwan Lee. Physica B, **376–377**, 523 (2006).
- [3] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov, S.J. Pearton, N.G. Kolin, D.I. Merkurisov, V.M. Boiko. J. Appl. Phys., **98**, 033529-1 (2005).
- [4] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov, N.G. Kolin, V.M. Boiko, D.I. Merkurisov, S.J. Pearton. J. Vac. Sci. Technol. B, **24** (3), 1094 (2006).
- [5] V.M. Boyko, V.T. Bublik, N.G. Kolin, D.I. Merkurisov, K.D. Shcherbachev, M.I. Voronova. Physica B, **373**, 82 (2006).
- [6] K. Kuriyama, T. Tokumasu, H. Sano, M. Okada. Sol. St. Commun., **131**, 31 (2004).
- [7] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov et al. J. Vac. Sci. Technol. B, **25** (2), 436 (2007).
- [8] В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин. ФТП, **43** (10), 1312 (2009).
- [9] В.Н. Брудный, А.И. Потапов. ФТП, **35** (12), 1423 (2001).
- [10] I. Gorczyca, A. Svane, N.E. Christensen. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res., **2**, 18 (1997).
- [11] K.H. Cheng, G.D. Watkins. Phys. Rev. Lett., **85** (13), 2761 (2000).
- [12] H. Wang, A.B. Chen. J. Appl. Phys., **87**, 7859 (2000).
- [13] *Вопросы радиационной технологии полупроводников*, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука. Сиб. отд-ние, 1980).

Редактор Л.В. Беляков

Effect of neutron irradiation and thermal treatment on the electrical properties and period's lattice of GaN films

V.M. Boyko, S.S. Verevkin, N.G. Kolin, A.V. Korulin, D.I. Merkurisov, A.Y. Polyakov, V.A. Chevychelov*

Karpov Institute of Physical Chemistry,
249033 Obrninsk, Russia

* Giredmet,
119017 Moscow, Russia

Abstract Electrical properties and lattice parameter of GaN layers grown on sapphire were studied after irradiation with high reactor neutrons fluences of ($\Phi = 1.5 \cdot 10^{17} - 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$) and subsequent thermal annealing in the temperature range 100–1000°C.

It is shown that, as the neutron fluence increases to $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ the resistivity of irradiated material increases to about 10^{10} Ohm.cm due to formation of radiation defects. Upon further increase of fluences the resistivity passes through a maximum and goes down to about $2 \cdot 10^6 \text{ Ohm.cm}$ at 300 K due to hopping conductivity via deep defects in the outer parts of disordered regions. The lattice constant c increases with fluence and after $8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ the amount of increase was close to 0.38%. The lattice parameter a at that virtually does not change. Annealing of the samples even to as high temperatures as 1000°C does fully restore the lattice parameter and electrical properties.