

06

Полуполярные широкозонные III–N-слои на кремниевой подложке: эпитаксия с контролем свойств структур (обзор)

© В.Н. Бессолов, Е.В. Коненкова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: lena@triat.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 20 февраля 2023 г.
В окончательной редакции 26 мая 2023 г.
Принято к публикации 13 июля 2023 г.

Обобщены экспериментальные результаты последних лет по синтезу полуполярных широкозонных III–N-слоев на наноструктурированной кремниевой подложке. Идея синтеза включает формирование боковых стенок Si(111) на поверхности кремния, затем эпитаксиальное зарождение слоя в направлении „с“ кристалла с последующим слиянием блоков в полуполярном направлении поверхности. Показаны примеры эпитаксии с контролем ориентации полуполярных AlN(10–11)-, GaN(10–11)-, GaN(11–22)-слоев, синтезированных на наноструктурированных Si(100), Si(113) подложках методами газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и хлорид-гидридной газофазной эпитаксии. Представлены резюме и перспективы дальнейших разработок в области оптоэлектроники на основе платформы „полуполярный GaN на Si“.

Ключевые слова: широкозонные полуполярные III–N-слои, эпитаксия с контролем свойств, наноструктурированная кремниевая подложка

DOI: 10.21883/JTF.2023.09.56211.31-23

Введение

Исследования III-нитридных полупроводников начались в 1932 г., когда GaN был впервые синтезирован путем взаимодействия металлического галлия с аммиаком (NH₃) при 900–1000 °C [1]. В 1969 г. для осаждения GaN на сапфировые подложки была использована технология хлорид-гидридной газофазной эпитаксии (HVPE) [2], а два года спустя для выращивания GaN и AlN была применена газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений (MOCVD) [3]. Акасаки и др. в начале 1980-х гг. предложили так называемый двухэтапный подход роста слоев [4], который привел к самому важному прорыву в области технологии GaN.

Важным успехом для создания оптоэлектронных устройств на основе GaN стало выращивание слоев GaN *p*-типа. В 1992 г. Накамура предложил метод получения GaN *p*-типа путем термического отжига GaN, легированного Mg, в среде азота [5]. На основе этих достижений в 1993 г. был продемонстрирован первый синий светодиод с двойной гетероструктурой InGaN/GaN [6]. Нитрид алюминия (AlN) был оценен в микроэлектронике в середине 1980-х гг. благодаря широкой запрещенной зоне и относительно высокой для монокристаллов теплопроводности [7]. Основные физические характеристики InN, с которым связываются надежды на его широкое применение в электронике и оптоэлектронике, изложены в [8].

Обычные III-нитриды *c*-плоскости характеризуются спонтанной и пьезоэлектрической поляризацией за счет отсутствия инверсионной симметрии в кристаллической структуре вюрцита [9,10].

Интерфейсные заряды приводят к искажениям в энергетическом ландшафте, вызывающим квантовоограниченный эффект Штарка (QCSE) [11], увеличению времени рекомбинации носителей заряда [12] и уменьшению оптического усиления [13].

Низкая квантовая эффективность становится серьезной проблемой для создания светодиодов для зеленого и желтого спектров излучения, поскольку в активной области квантовой ямы InGaN требуется гораздо более высокая доля InN и, таким образом, повышенная деформация создает еще более сильные пьезоэлектрические поля [14,15].

Одним из многообещающих путей преодоления фундаментальных проблем, изложенных выше, является рост InGaN/GaN-гетероструктуры вдоль полуполярного или неполярного направления. Такие полуполярные и неполярные структуры могут эффективно уменьшать или устранять внутренние электрические поля (рис. 1). Например, электрические поля полностью исчезают на гранях кристалла GaN (11–20) или GaN (11–10). Кри-

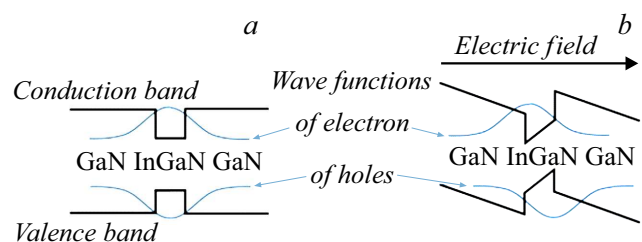


Рис. 1. Схематическое изображение зонной структуры для неполярной (a) и полярной (b) InGaN/GaN-структуры.

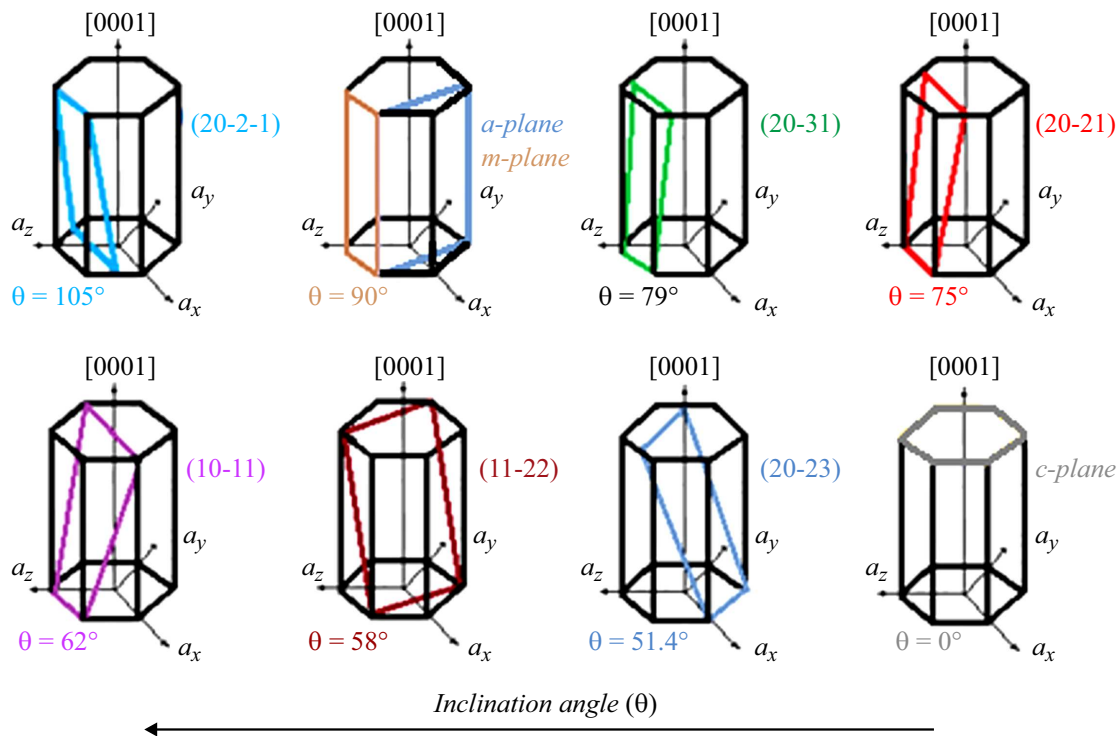


Рис. 2. Схематическое изображение кристаллических плоскостей в решетке GaN с различными углами наклона (θ) [16].

сталлические плоскости, ориентированные между (0001) и (10–10) (т.е. полярной и неполярной) гранями, называются „полуполярными“. В этих случаях внутренние поля уменьшаются в зависимости от угла θ наклона полуполярной плоскости относительно c -плоскости, например, угол наклона плоскости GaN (11–22) относительно плоскости (0001) составляет $\sim 58^\circ$, тогда как плоскость GaN (20–21) наклонена на 75° .

На рис. 2 показаны положения некоторых полуполярных и неполярных плоскостей в кристалле GaN [16], а на рис. 3 отображена поляризация, индуцируемая пьезоэлектрическими полями в слое для InGaN/GaN-структур с различным составом индия в зависимости от угла между полуполярной и GaN(0001)-плоскостями [17].

Первые работы по полу- и неполярному GaN были в основном посвящены вычислениям продольного пьезоэлектрического поля InGaN/GaN-структуры, как функции угла между полярной плоскостью и плоскостью (0001). Расчет показывает, что пьезоэлектрическое поле, расположенное вдоль направления $\langle 0001 \rangle$, приводит к наименьшей вероятности рекомбинации носителей заряда, однако пьезоэлектрическое поле уменьшается и вероятность рекомбинации значительно повышается, когда грани кристалла наклонены от плоскости (0001) GaN [18].

Park [19] предсказал, что эффективная масса дырок в напряженных неполярных квантовых ямах InGaN/GaN должна быть меньше, чем в напряженных полярных квантовых ямах, что потенциально увеличит подвиж-

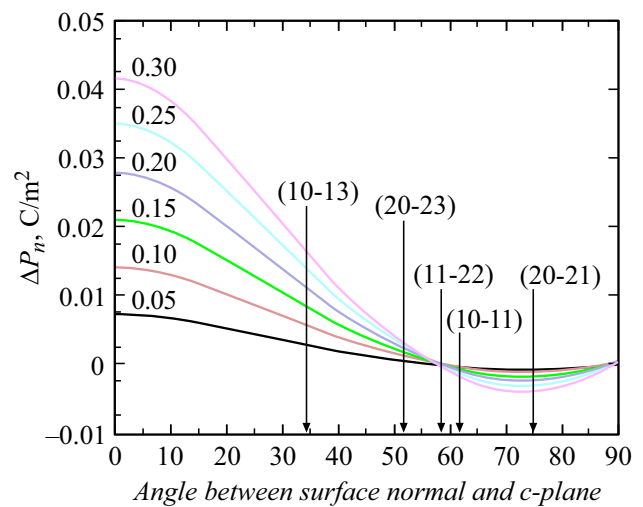


Рис. 3. Зависимость различия величин поляризации ΔP на границе раздела между GaN и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0.05 < x < 0.3$) от величины угла между полуполярной плоскостью и плоскостью (0001). Стрелками показаны величины ΔP для различных полуполярных плоскостей [17].

ность дырок, а следовательно, должно улучшить проводимость полуполярного p -GaN. Очевидно, что эти данные указывают на то, что полуполярный или неполярный GaN демонстрирует существенный потенциал для изготовления оптоэлектронных устройств по сравнению с излучателями на основе полярного GaN.

Впервые попытку роста полуполярных GaN-слоев методом MOCVD продемонстрировали в 1987 г. [20], позднее в 2000 г. сообщалось о синтезе неполярного GaN-слоя на подложке LiAlO₂ методом молекулярно-лучевой эпитаксии (MBE) [21]. Большой академический и коммерческий успех, достигнутый выращиванием полярного GaN на сапфире, и потенциальные выгоды, которые можно получить, рассматривая другие направления роста, побудили ученых изучать синтез полуполярных слоев GaN на сапфировой и кремниевой подложках. Было обнаружено, что полуполярный или неполярный GaN действительно может быть получен путем выращивания GaN на сапфире *r*-Al₂O₃ [22] или *m*-Al₂O₃ [23], но было обнаружено, что трудно достичь полуполярного или неполярного GaN на любой плоской подложке Si(100) [24]. Полуполярные слои были синтезированы на подложках сапфира с помощью классического подхода с использованием высокотемпературного буферного слоя AlN [25], но качество полуполярных слоев уступает качеству полярных: ширина кривых дифракции рентгеновских лучей на половине максимума (FWHM) обычно составляет 0.2–0.3° для полуполярных слоев GaN и всего 0.08° для полярного GaN при эпитаксии на сапфировой подложке.

В полярном GaN дефекты упаковки ограничены границей раздела между GaN и сапфиром и, кроме того, перпендикулярны направлению роста, а при синтезе полуполярного GaN дефекты упаковки проникают в слои в дополнение к дислокациям несоответствия. Как известно, гомоэпитаксиальный рост дает лучшие характеристики, поэтому все полуполярные излучатели на основе InGaN/GaN с наилучшими характеристиками выращиваются на разрезанных в полуполярном направлении подложках нитрида галлия [26–30]. Эти подложки получены путем выращивания полярного плоского слоя GaN на сапфире толщиной до 10 мкм методом HVPE, а затем разрезались, шлифовались и полировались вдоль полуполярной или неполярной ориентации [31,32].

1. Синтез слоев

1.1. Синтез слоев на планарной подложке

1.1.1. AlN и GaN на Si (111)-подложке

История эпитаксии слоев III-нитридной группы на кремниевой подложке возникла около полувека назад [3], но в основном развитие этого направления началось с 1998 г. [33–36].

Кремний является предпочтительным материалом для подложек из-за его экономической эффективности [37], больших размеров, превосходной термостабильности [38] и высокой теплопроводности (142 Вт/(м·К)) [39].

Из-за большого несоответствия кристаллической решетки (~ 17%) и коэффициента теплового расширения (~ 54%) между GaN и Si выращивать слои GaN с

низкой плотностью дислокации и без трещин сложно. Еще одной из трудностей эпитаксии GaN на Si является химическая реакционная способность Si почти со всеми элементами при повышенных температурах. Следует избегать применения в технологии Si некоторых металлов, таких как, например, железо или золото из-за их высокой диффузионной способности проникновения в Si и дальнейшего формирования глубоких ловушек, ухудшающих свойства приборов. Галлий образует эвтектику с кремнием при комнатной температуре [40], и этот сплав очень разрушителен, потому что после образования он продолжает расти, питаемый эпитаксиальными слоями, которые он разрушает [37].

Обнаружено, что возникает паразитная реакция Ga с кремнием в процессе эпитаксии MOCVD через тонкий буферный слой AlN (Ga melting etching) [41,42], а низкая подвижность адатомов Al как на поверхности кремния, так и на поверхности нитрида алюминия затрудняет структурную перестройку адатомов и делает поверхность морфологию эпитаксиальной пленки AlN шероховатой [43].

Различные технологические подходы успешно применяются для улучшения качества GaN-слоев при эпитаксии на кремниевых подложках: во-первых, синтез промежуточных низкотемпературных и высокотемпературных промежуточных слоев AlN [44], во-вторых, формирование буферных сверхрешеток AlN/GaN. Технология сверхрешетки AlN/GaN позволяет эффективно контролировать напряжение и улучшать качество кристалла, и большое несоответствие решетки между GaN, AlN и Si может быть снижено [45]. Вертикально распространяющиеся дислокации могут быть прекращены на границах раздела сверхрешеток, что, как следствие, улучшает качество кристалла. Используя эти методы, авторы [46] сообщили о росте GaN-on-Si(111)-транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMTs).

Метод роста слоев GaN на сапфировой подложке с промежуточным низкотемпературным слоем AlN [47] был применен и к выращиванию GaN на подложке Si [48]. Отметим, что качество кристаллов и остаточные напряжения в эпитаксиальных слоях GaN на Si все еще не могут быть сопоставимы с качеством слоев GaN на подложке из SiC [49]. При синтезе GaN обнаружено, что происходит изменение поверхностного потенциала в слое из-за дефектов, которые действуют как глубокие акцепторы [50].

О первом эффекте генерации света полупроводниковых материалов из III-нитридов, выращенных на нанопризмах GaN, осажденных на кремниевых подложках, сообщалось в [51]. Генерация, полученная на эпитаксиальных слоях GaN, выращенных на подложках S(111), описана в [52].

В 2009 г. удалось вырастить лазерную структуру на основе GaN с волноводом на подложке Si(111) [53].

В 2016 г. было сообщено о монолитной интеграции светодиодов на основе GaN с вертикальными полевыми транзисторами на сапфире [54]. Сообщается

о квантово-размерных устройствах InGaN/GaN на платформе GaN-on-Si, которые обладают разными функциональными возможностями [55–61]. Эпитаксия с контролем ориентации слоев GaN на подложке Si(111) была продемонстрирована на примере очень тонкого слоя Al_2O_3 , который контролировал ориентацию затравочных слоев AlN [62]. Анизотропная модель для напряжений, вызванных термическим несоответствием между пленкой и подложкой, в пленках нитрида галлия и нитрида алюминия, выращенных на подложках Si(111), опубликована в [63]. Авторы методом комбинационного рассеяния света по сдвигам частоты спектральных кривых определили напряжения в слоях и отметили хорошее согласие с моделью для полярных слоев III-нитридов.

1.1.2. AlN и GaN на Si(100)-подложке

Использование Si(100) в качестве подложки для эпитаксии слоев III–N полупроводников является предпочтительней из-за возможной интеграции нитрид-галлиевой и кремниевой электроники. Попытки синтезировать гексагональные III-нитридные слои на подложку Si(100) показали, что в отличие от подложки Si(111) процесс приводит к низкокачественной структуре. Это связано, прежде всего, с тем, что при синтезе гексагональной структуры III-нитридов на планарной кубической структуре Si(100), во-первых, слои 6-точечной симметрии зарождаются на поверхности с 4-точечной симметрией с большой разницей постоянных решеток и, во-вторых, при несовпадении симметрии кристаллов слои растут в двух кристаллографических ориентациях. Как известно [64], слои AlN формируются на подложке Si(100) в виде столбчатых доменов. Этот результат неудивителен, поскольку, как известно, Si(001) и AlN(0001) имеют большое различие постоянных решеток и разную кристаллографическую симметрию плоскостей [65]. Также известно, что синтез AlN и GaN на Si(100) приводит к поликристаллическим или текстурным слоям, по крайней мере, с очень грубыми поверхностями, состоящим из многих зерен [66]. Обычно для повышения качества слоев гексагонального AlN используют разориентированные в направлении $\langle 110 \rangle$ на $4\text{--}7^\circ$ подложки Si(100), однако разориентированные Si(100)-подложки неприменимы в технологии кремниевой микроэлектроники, поскольку затруднено формирование воспроизводимого микрорельефа поверхности, обладающего необходимыми характеристиками [67].

В работах, посвященных синтезу AlN, GaN на подложках Si(100), AlN синтезировали методами MBE [68], магнетронного напыления [64], HVPE [69], а GaN с буферным слоем нитрида алюминия синтезировали методами лазерного осаждения [70], MBE [71], HVPE [72] и MOCVD [73].

Метод HVPE был использован для выяснения возможности синтеза AlN и GaN на Si(100) и для сравнения

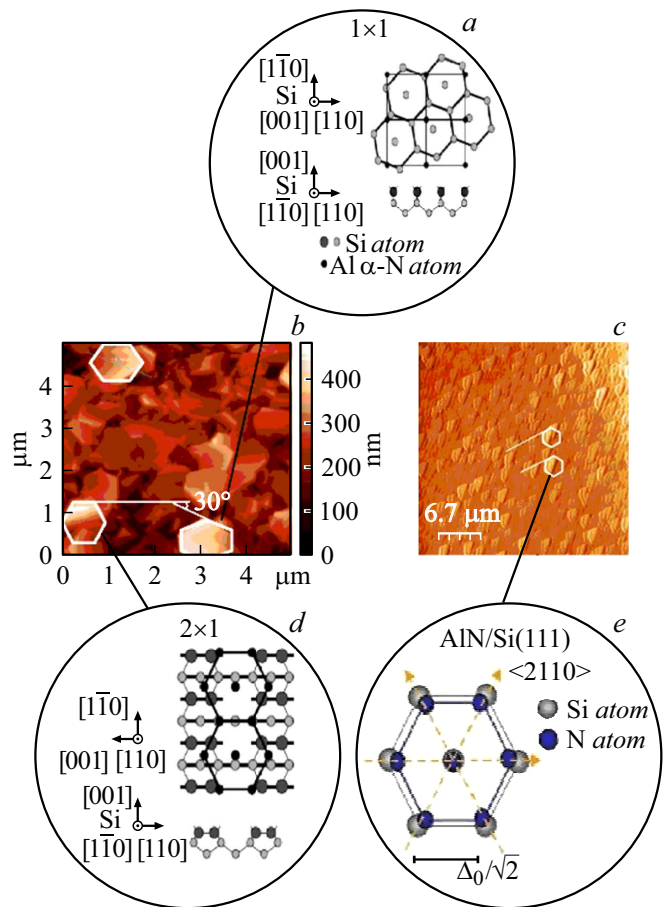


Рис. 4. Схематическое изображение сопряжения AlN на Si(1 × 1) (a), Si(2 × 1) (d) и Si(111) (e) и АСМ-скан изображений поверхностей AlN(0001) на подложках Si(100) (b) и Si(111) (c) [74].

на Si(111)-подложках, которые для удаления естественного окисла предварительно обрабатывались в растворе сульфида аммония. Температура эпитаксии в атмосфере водорода слоев AlN составляла 1080°C , а GaN — 1050°C .

При химическом взаимодействии слоя SiO_2 с $(\text{NH}_4)\text{OH}$ происходит удаление части оксида и формирование сульфидного слоя, причем возможно формирование двух типов поверхностных решеток Si(2 × 1) и Si(1 × 1). Зарождение AlN на Si(100) с поверхностной решеткой (2 × 1) и (1 × 1), в свою очередь, приведет к формированию столбчатых структур AlN двух ориентаций (рис. 4, a, d).

Сравнение изображений в атомно-силовом микроскопе (АСМ) слоев AlN, синтезированных на подложках Si(100), показало, что на начальной стадии роста формируется поликристаллическая структура (рис. 4, c) и столбчатая гексагональная структура AlN на сульфидированной подложке (рис. 4, b). После обработки Si(100) в сульфидном растворе наблюдается формирование столбов в основном двух кристаллографических

ориентаций — AlN–I и AlN–II (рис. 4, *a, d*). АСМ изображение поверхности слоя AlN, синтезированного на подложке Si(111), показало, что формируется только один тип кристаллографической ориентации — AlN–I (рис. 4, *c, e*). Зарождение эпитаксиального слоя AlN на подложке Si зависит от наличия оксидов на ее поверхности.

Наличие двух столбчатых зародышей AlN, развернутых на 30° относительно друг друга, и приводит к уширению рентгеновской кривой дифракции структур для GaN/AlN/Si(100) по сравнению с данными для структур GaN/AlN/Si(111).

1.1.3. GaN(10–13)/Si(100)

Рассмотрим результаты синтеза полуполярных толстых слоев GaN, выращенных методом HVPE на плоской разориентированной Si(100)-подложке с промежуточным буферным AlN-слоем, как простой способ использования граней поверхности разориентированной подложки Si(100) для роста полуполярных слоев [75,76].

При эпитаксии AlN в атмосфере водорода на подложке Si(100) методом HVPE на начальном этапе формируется множество отдельных кристаллических зародышей как гексагональной, так и кубической модификаций. При относительно низкой для AlN температуре роста ($T = 950^\circ\text{C}$) структура слоя становится менее упорядоченной, однако размеры этих блоков увеличиваются по мере их роста, но поверхность слоя AlN приобретает вид огранных блоков, состоящих из нанокристаллов с плоскостями типа c -AlN(111), h -AlN(1102), h -AlN(1012), h -AlN(1013) и т. п. [77]. Наличие различной огранки зародышей AlN приводит к росту GaN в разных кристаллографических направлениях. Рентгенодифракционные исследования показали, что формируется эпитаксиальный полуполярный слой GaN(10–13) с полушириной кривой качания рефлекса (0004) слоя GaN величиной $\omega_\theta = 30 \text{ arcmin}$. Влияние огранки кристаллов буферного AlN-слоя на структуру полуполярного слоя GaN продемонстрировал Аmano с коллегами [78]. Авторы успешно вырастили методом MOCVD полуполярные слои GaN(10–13) и GaN(10–15) на подложках Si(001) с использованием разных граней слоев AlN, синтезированных методом магнетронного напыления. Авторы [79] показали возможность синтеза методом MOCVD слоев GaN с наклоном оси „с“ на 18° к поверхности плоской подложки Si(211).

1.1.4. GaN(20–23)/3C–SiC/Si(100)

Синтез полуполярных слоев проходил на подложке Si(100) с разной величиной разориентации поверхности ($2^\circ, 4^\circ, 7^\circ$). На первом этапе был сформирован нанослой SiC по технологии, описанной в [80], затем методом HVPE выращен буферный слой AlN толщиной $\sim 100 \text{ nm}$, а затем — основной слой GaN толщиной $10\text{--}15 \mu\text{m}$ в атмосфере водорода по методике [81].

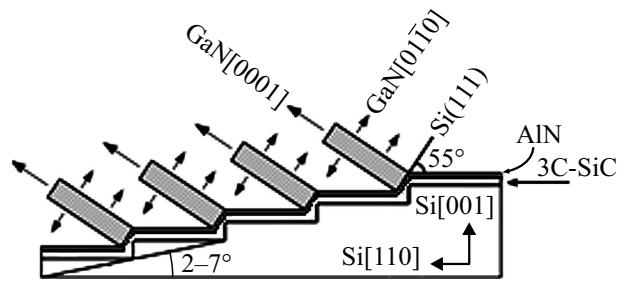


Рис. 5. Схематическое изображение процесса синтеза полуполярного GaN на 3C–SiC(111)/Si(100) [82].

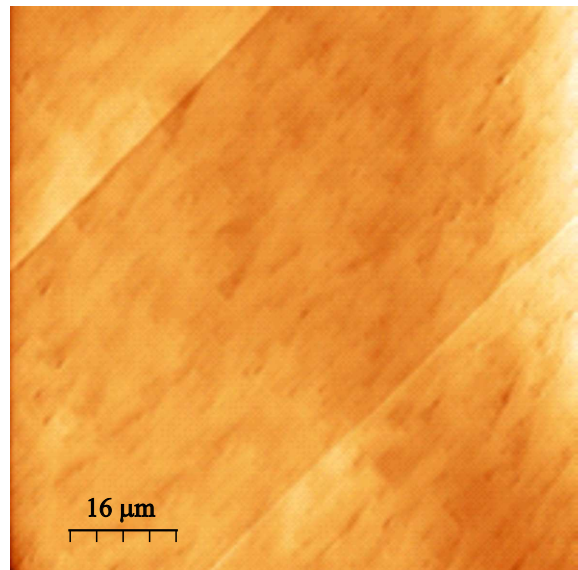


Рис. 6. АСМ скан-изображение поверхности GaN(20–23)/3C–SiC(111)/Si(100).

Результаты рентгеновской дифракции выращенных слоев GaN однозначно указывают на наличие монокристаллической структуры GaN(20–23)-слоя, которая синтезировалась на сформированных гранях AlN/3C–SiC разориентированной поверхности Si(100) (рис. 5).

Структуры имели изгиб, а радиусы кривизны в двух перпендикулярных направлениях существенно различались. АСМ поверхности слоя GaN показала, что ростовые „pit“-структуры имеют ассиметричную форму, характерную при эпитаксии в полуполярном направлении, а в направлении $\langle 2110 \rangle$ проявляются параллельные линии трещин слоя (рис. 6). Формирование нанокристаллических зародышей SiC в твердофазном методе происходит при очень небольшом пересыщении, так называемом химическом средстве [80], что приводит к „квазиравновесному“ росту зародышей, поскольку твердофазная реакция происходит не снаружи, а внутри подложки Si. Мы полагаем, что в местах наличия ступеней из-за разориентации плоскости (100) и „квазиравновесного“ процесса гетероэпитаксии происходит „травление“ ступеней с образованием граней Si(111)-

подложки и одновременным формированием граней нанокристаллов 3C-SiC(111). Как известно, угол наклона плоскости GaN(20-23) к плоскости GaN(0001) $\sim 51.5^\circ$ близок к углу между плоскостями (111) и (100) в кубической решетке 3C-SiC $\sim 55^\circ$, и это является одним из стимулов роста GaN-слоя в наклонном по отношению к плоскости (100) направлении (рис. 5).

Другим стимулом роста слоя GaN(20-23) именно в этом полуполярном направлении является неплохое согласие решеток GaN и 3C-SiC, по крайней мере, в одном из кристаллографических направлений. Действительно, если рассмотреть решетку полуполярного GaN(20-23) и решетку кубического слоя 3C-SiC, то видно, что слои GaN(20-23) должны испытывать различную деформацию в перпендикулярных направлениях. Оценка величины деформации для слоев нитрида галлия, выращенных на 3C-SiC(100), показала, что в направлении $\langle 2110 \rangle$ эта величина $\sim 3.6\%$, а в направлении $\langle 2023 \rangle$ — $\sim 19.8\%$. Авторы [83] сообщали о получении методом MOCVD слоев GaN(20-23) толщиной $1.4 \mu\text{m}$, выращенных на 3C-SiC/Si(100) с разориентацией 4° в направлении $\langle 110 \rangle$. В более поздней работе [84] были получены полуполярные слои GaN с ориентациями поверхности (10-11), (20-23) и (10-12). Рост слоев (10-11) был вдоль 3C-SiC/Si(110) и 3C-SiC/Si(-110), в то время как рост слоев (20-23) и (10-12) был только вдоль 3C-SiC/Si(110). Слои (10-11) имели шероховатую морфологию поверхности, в то время как слои (20-23) и (10-12) имели зеркально-гладкую поверхность.

Синтез AlN на подложке Si(001) с буферным слоем 3C-SiC, который был получен методом химического осаждения, приводит к усложнению структуры на границе раздела AlN/SiC. Гексагональный AlN не растет непосредственно на 3C-SiC, а вначале зарождается кубический AlN пирамидальной формы, затем, когда кубический AlN вырастает до толщины 10 nm, структура растущего кристалла AlN изменяется на гексагональный тип [85,86].

1.1.5. GaN/3C-SiC/Si(210)

Синтез полуполярных слоев нитрида галлия проходил аналогично методике, изложенной в разд. 1.1.4, однако исходная подложка кремния имела ориентацию (210).

В этом случае рентгенодифракционные исследования показали, что слой GaN, по мере эпитаксиального роста, кристаллизуется в виде блоков, причем ориентация поверхности слоя по мере роста меняется следующим образом: (101-5) \rightarrow (101-4) \rightarrow (101-3) \rightarrow (101-2).

Анализ кососимметричного рефлекса (1124), полуширина которого составила величину 25 arcmin , позволяет сделать утверждение об эпитаксиальном характере роста слоев. Растровая электронная микроскопия (РЭМ) поверхности слоев показала, что слой имеет характерную структуру блочного слоя, выросшего в полуполярном направлении (рис. 7).

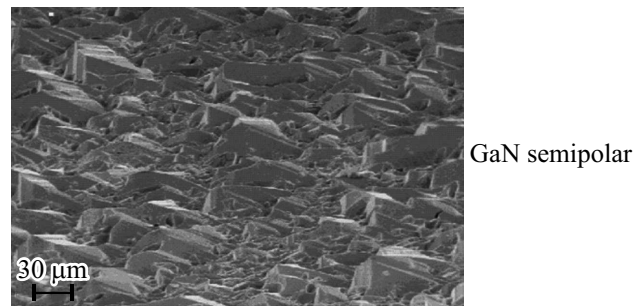


Рис. 7. РЭМ изображение поверхности структуры GaN/AlN/3C-SiC/Si(210) [87].

Такое поведение слоя GaN при эпитаксии на Si(210) можно объяснить на основе модели роста слоя в условиях, когда после химического травления подложки поверхность должна состоять из ступеней с гранями Si(100), Si(110) и Si(111), что должно приводить к мозаичной поверхности карбида кремния (3C-SiC(110), 3C-SiC(100), 3C-SiC(111)), и будет способствовать росту слоя в наиболее выгодном для него направлении.

Зарождение AlN и рост слоев GaN в полуполярном направлении в условиях разных граней 3C-SiC-слоя происходят в разных полуполярных направлениях [87]. Недавно, авторами [88] предложена модель, которая подчеркивает возможность управления направлением роста полуполярного слоя AlN за счет формирования слоя 3C-SiC, например, при синтезе AlN(10-13)/3C-SiC/Si(110).

Использование граней структурированной подложки для управления кристаллографической структурой полуполярного слоя отображено в [78,89]. Применение направленного осаждения AlN в методе магнетронного напыления является многообещающим методом получения полуполярных GaN-слоев на Si(100)-подложке [90].

Итак, трудно вырастить полуполярный GaN с большим углом наклона к c -плоскости на плоской Si-подложке из-за отсутствия совместимого эпитаксиального соотношения между полуполярным GaN-кристаллом на любой ориентированной Si-подложке. Однако, учитывая широкую доступность подложек Si и легкость формирования структурированной поверхности Si либо сухим, либо химическим влажным травлением, ожидается, что рост полуполярного GaN-слоев на Si-структурированной подложке продемонстрирует основные преимущества по сравнению с GaN, который выращен на плоской подложке.

1.2. Синтез и свойства слоев на наноструктурированной (NP-Si)-подложке

Чтобы выбрать совместимые подложки Si для эпитаксиального выращивания полуполярного GaN на наклонных гранях, необходимо учитывать кристаллогра-

Таблица 1. Углы между Si(*hkl*)-плоскостями и поверхностью подложки Si [81]

Si-плоскости			Углы между плоскостями Si(<i>hkl</i>) и поверхностями подложки различной ориентации			
<i>h</i>	<i>k</i>	<i>l</i>	(100)	(110)	(112)	(113)
1	1	1	54.74°	35.26°	19.47°	29.50°
-1	1	1	125.26°	90.00°	61.87°	58.52°
1	-1	1	54.74°	90.00°	61.87°	58.52°
1	1	-1	54.74°	35.26°	90.00°	100.02°
-1	-1	1	125.26°	144.74°	90.00°	79.98°
1	-1	-1	54.74°	90.00°	118.13°	121.48°
-1	1	-1	125.26°	90.00°	118.13°	121.48°
-1	-1	-1	125.26°	144.74°	160.53°	150.50°

фическую взаимосвязь между подложкой и желаемой полуполярной ориентацией. В работе [91] авторы отметили, что для получения полуполярной ориентации поверхности структуры, угол между гранью зарождения и поверхностью подложки должен быть эквивалентен наклону между *c*-плоскостью GaN и целевой полуполярной плоскостью. Углы между плоскостями кремния (*hkl*) и поверхностью кремниевых подложек различной ориентации приведены в табл. 1. Было обнаружено, что подложка (113) Si подходит для выращивания полуполярных GaN(11–22) и GaN(20–21), поскольку углы между некоторыми плоскостями Si(*hkl*) и поверхностью (113) кремниевой подложки близки к соответствующим углам наклона.

Для получения GaN(10–11) авторы предложили подложку Si(100) с разориентацией на 7° в направлении <110> (рис. 8). Подложка Si(100) после нанесения маски с рисунком подвергается процессу мокрого травления с использованием раствора KOH (25 mass%) при 30°C [92].

Поскольку энергии связи атомов Si различны в зависимости от кристаллических плоскостей, а плоскость Si(111) инертна к KOH, процесс автоматически прекратится (рис. 8, *a*). Затем одна из граней канавки покрывается SiO₂, а на другой грани проводят эпитаксиальный рост в направлении, перпендикулярном грани Si(111) (рис. 8, *b*).

Эпитаксиальное выращивание буферных слоев AlN толщиной 100–200 nm, а затем полуполярных GaN либо AlN толщиной в несколько μm осуществлялось методом хлорид-гидридной газофазной эпитаксии в атмосфере водорода на наноструктурированных подложках NP–Si(100) и для сравнения на плоских Si(111)-подложках. Температура эпитаксии AlN составляла 1080°C, а GaN — 1050°C, скорость потоков HCl и NH₃ — 1.7 и 2.4 l/min соответственно.

Также слои полуполярного GaN на подложках NP–Si(100) были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на модифицированной установке EpiQuip с горизонтальным реактором и индукционно нагреваемым графитовым подложкодержателем. Структуры состояли из слоя AlN толщиной ~ 20 nm и нелегированного слоя GaN толщиной ~ 1 μm. В качестве источников азота и галлия использовались аммиак (NH₃) и триметилгаллий (ТМГ), а в качестве газа-носителя — водород. Давление в реакторе при росте GaN составляло 100 mbar, температура подложки была 1030°C.

1.2.1. AlN(10–11), AlN(10–12) на NP–Si(100)

1.2.1.1. Начальные стадии

Данный раздел посвящен изучению начальных стадий роста полуполярного AlN, выращенного методом MOCVD на наноструктурированной подложке Si(100), на поверхности которой сформированы V-образные симметричные „хребты“ без покрытия SiO₂ (NP–Si(100)). В экспериментах использовались структурированные подложки NP–Si(100), полученные по технологии Wostec [93], которые имели V-образные „нанохребты“ с величиной периода между ними около 70 nm и высотой

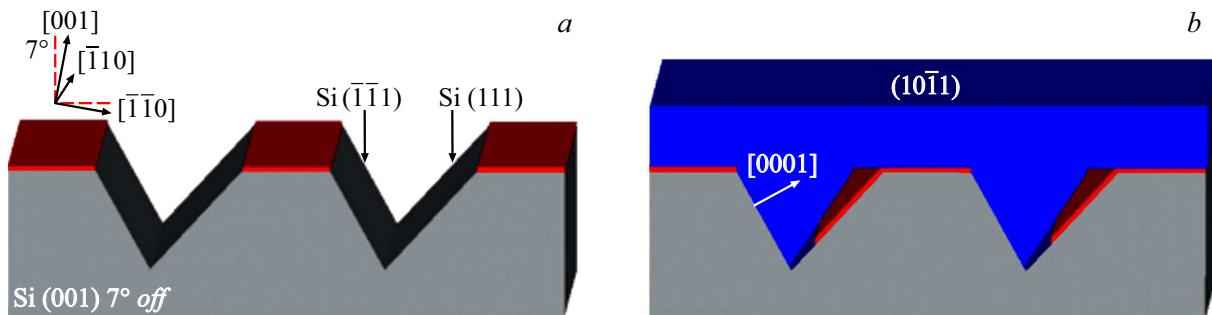


Рис. 8. Схематическое изображение подложки Si(001) после анизотропного травления KOH (*a*). Схематическое изображение наклонного роста GaN после слияния (*b*) [91].

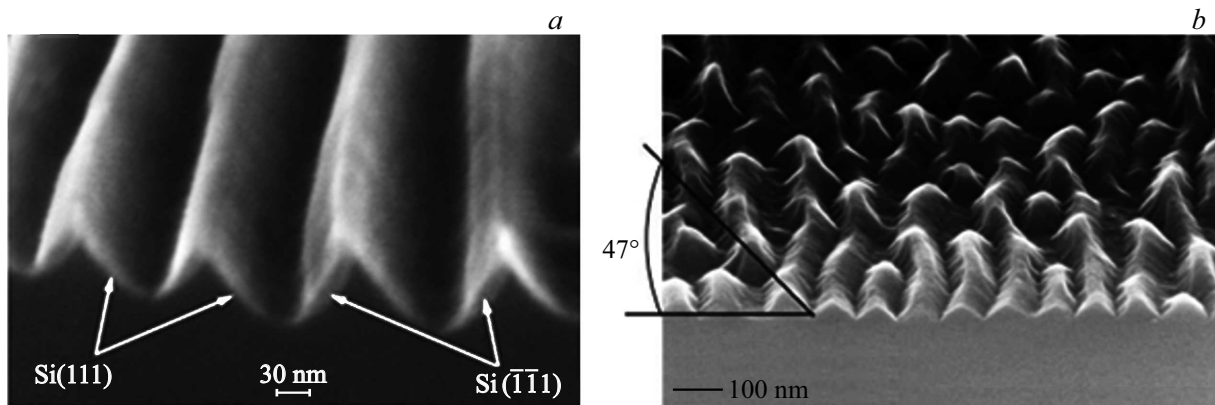


Рис. 9. РЭМ изображения исходного нанорельефа NP-Si(100) подложек с разным углом наклона плоскостей Si(hkl): *a* — 54°, *b* — 47° [94].

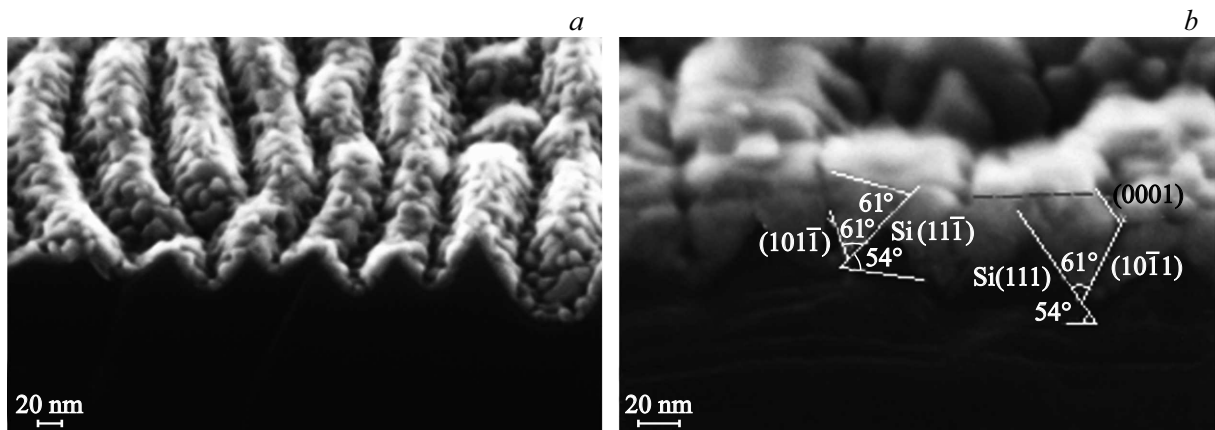


Рис. 10. РЭМ изображение скола и поверхности AlN после синтеза в течение 0.5 (*a*) и 1 min (*b*) [98].

30–50 nm (рис. 9, *a*). Углы наклона хребтов задавались параметрами процесса травления. В эксперименте было два типа подложек: первый, где травили хребты под углом $\approx 54^\circ$, целясь в сингулярную Si(111)-плоскость, а на подложках второго типа травили под углом $\approx 47^\circ$, целясь в отклоненную от Si(111)-плоскость (рис. 9, *b*). Следует отметить, что величина наклонной грани Si(111) „нанохребта“ составляла величину $l_{Si} \sim 75\text{--}90$ nm.

Изображения сколов структур со слоями AlN, синтезированными на NP-Si(100)-подложке при температуре эпитаксии $\sim 1080^\circ\text{C}$ в потоке водорода, показали, что при толщинах около 15 nm слой AlN не содержит кристаллов с видимой огранкой и повторяет поверхность подложки (рис. 10, *a*). При толщинах AlN около 30 nm в слое видны отдельные кристаллы, ограниченные плоскостями (0001), (10–12), (10–11). Огранка кристаллов AlN определялась плоскостями (10–11) для блоков, выросших на склонах хребтов с углом наклона 54° (рис. 10, *b*) и (10–12) для угла наклона 47° .

Эксперимент показал, что если подложка имеет неоднородную наноструктурированную поверхность, т. е. присутствуют грани с углом наклона к поверхности

Si(100) как 47° , так и 54° , то качество кристалла будет невысоким, и должны зарождаться одновременно как AlN(10–12), так и AlN(10–11). Аналогичную картину при синтезе нитрида галлия на структурированной сапфировой подложке наблюдали авторы [95].

В режимах MOCVD рост AlN ограничен доставкой триметилалюминия к растущей поверхности, а скорость роста AlN пропорциональна концентрации Al в атмосфере реактора за вычетом скорости травления, зависящей от температуры и концентраций водорода и аммиака. Известно, что если температура синтеза слоя AlN достаточно высока, то грань на поверхности будет проявляться плоскостью (0001). Если синтез происходит при температуре ниже определенного значения ($\sim 1390^\circ\text{C}$), то могут проявляться и другие кристаллические плоскости, такие, как (10–11) и (10–12) [96]. При зарождении AlN на кремниевой подложке, как правило, формируется тонкий слой без направленной ориентации [97] (рис. 10, *a*).

Основным моментом формирования полуполярного слоя является процесс формирования огранки кристаллов. Как показано на рис. 11, на склонах V-образной

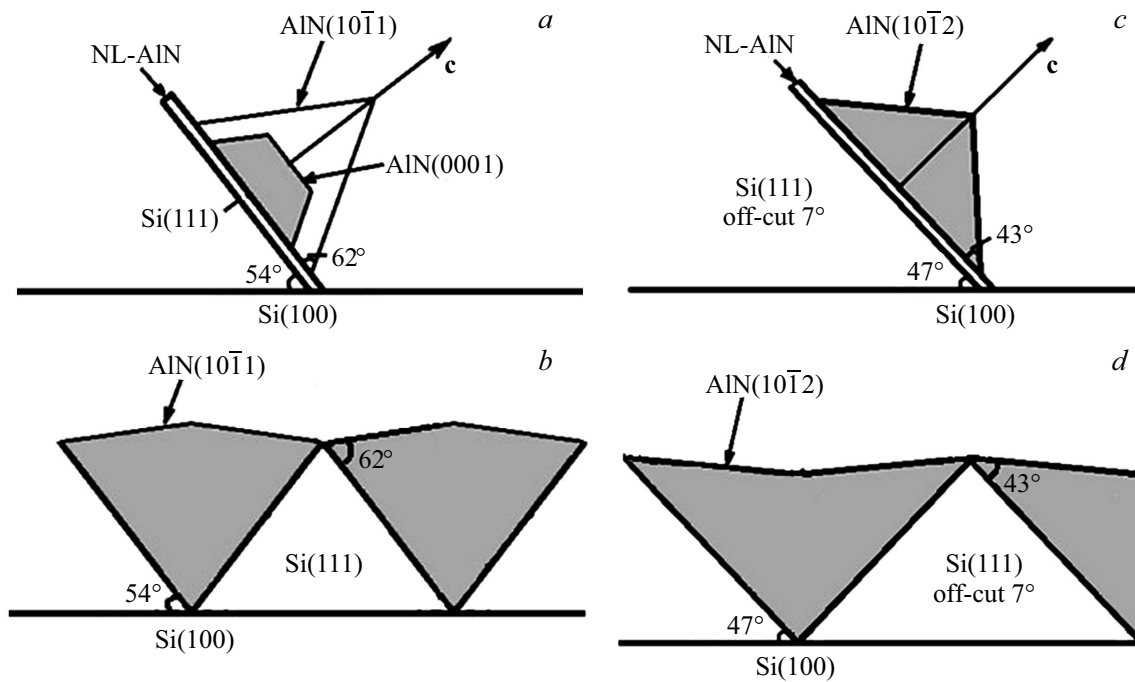


Рис. 11. Схематичное изображение формирования кристаллов AlN(10–11) (a, b) и AlN(10–12) (c, d) на подложке Si(100) [98].

структуры формируются трехмерные нанокристаллы, которые растут в направлении оси *c*. Очевидно, что при зарождении и начальных стадиях роста AlN необходимо избежать последующего зародышеобразования, т. е. обеспечить плотностью зарождения AlN так, чтобы отдельные зародыши были разделены характерным расстоянием l_{Si} , меньшим, чем удвоенное расстояние длины диффузии Al-адаптома L_{Al} . Диффузионная длина пробега атома Al на поверхности Si(111) составляет около $L_{Al} = 40 \text{ nm}$ [99]. В нашем случае $2L_{Al} > l_{Si}$, а значит, мы имеем уникальный случай, когда зарождение и рост слоя AlN происходит в условиях квазидвумерного роста даже при не высокой для AlN температуре эпитаксии $\sim 1080^\circ\text{C}$.

Как известно [76], углы между плоскостью AlN(0001) и AlN(10–11) — φ_1 или между AlN(0001) и AlN(10–12) — φ_2 можно оценить из выражения $\tan \varphi_1 = 2c/\sqrt{3}a$ и $\tan \varphi_2 = c/\sqrt{3}a$, где $c = 0.498 \text{ nm}$, $a = 0.311 \text{ nm}$. Оказалось, что φ_1 и φ_2 составляют величину около 61 и 43° соответственно, что совпадает с плоскостями огранки кристаллов (рис. 11, a, b). В результате коалесценции ограненных кристаллов формируются гофрированные сплошные слои либо AlN(10–11), либо AlN(10–12) (рис 11, c, d).

Обнаруженные различия в огранке кристаллов AlN-слоя при эпитаксии на гранях Si(111) с наклонами 54 или 47° к плоскости Si(100) связаны с различием направления оси *c*, что, в свою очередь, приводит к разным кристаллическим плоскостям гофрированных слоев при зарождении на ориентированной, либо разориентированной гранях Si(111) „нанохребта“. Аналогичные результаты были отмечены в [100], где

авторы показали, что ориентация подложки и условия процесса позволяют контролировать рост изолированного блока GaN, что приводит к образованию структур GaN с наклонной осью *c* в различных формах. Эпитаксия слоев GaN толщиной $\sim 1 \mu\text{m}$ методом MOCVD на AlN/NP–Si(100) темплатах позволяет получить GaN(10–12) или GaN(10–11) с полушириной ω_θ с величиной 60 и 40 arcmin соответственно [101].

1.2.1.2. Комбинационное рассеяние света

Спектры комбинационного рассеяния света зависят как от кристаллической ориентации, так и концентрации носителей заряда в слое. Комбинационно-активные режимы рассеяния света определяются направлением падения лазерного луча и направлением поляризации кристалла, т. е. правилом отбора комбинационного рассеяния. Как известно, в неполярных кристаллах GaN активны режимы рассеяния света с пиками $E_2(\text{high})$ и $A_1(\text{TO})$, $E_1(\text{TO})$ а для полярных кристаллов GaN проявляются пики $E_2(\text{high})$ и $A_1(\text{LO})$ [102]. Наши результаты не противоречат этому правилу. В спектрах КРС полуполярного AlN(10–12) проявляются $E_2(\text{high})$ и $A_1(\text{TO})$ -, $E_1(\text{TO})$ -пики, полярного AlN(0001) — $E_2(\text{high})$, $E_1(\text{LO})$.

Для сравнения свойств полуполярного и полярного слоев нитрида алюминия дополнительно синтезировался слой AlN(0001) на плоской подложке в аналогичном температурно-временном процессе. Эпитаксиальный рост слоев осуществлялся методом HVPE при соотношении потоков в зоне роста $\text{H}_2:\text{NH}_3 = 2:1$ при температуре 1080°C . Толщина слоев AlN была

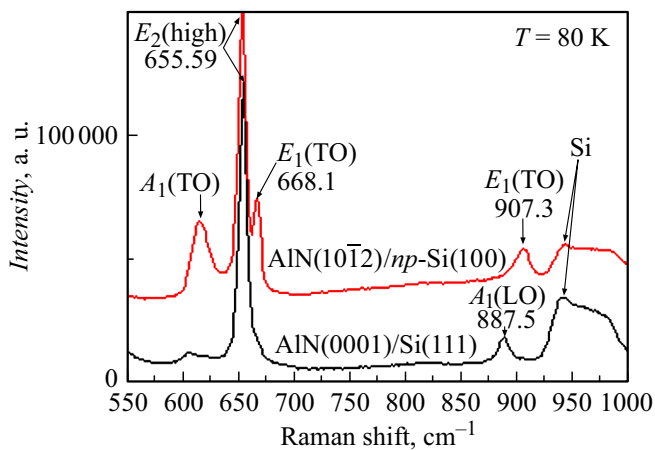


Рис. 12. Спектры КРС структур AlN(10–12)/NP–Si(100) и AlN(0001)/NP–Si(111) [104].

около $2 \mu\text{m}$. Рентгенодифракционный анализ показал, что полярный слой AlN(0001), синтезированный на плоской подложке Si(111), имеет полуширину кривой качания рентгеновской дифракции $\omega_{\theta} \sin 45 \text{ arcmin}$, а полуполярный слой AlN, синтезированный на V-наноструктурированной подложке, имеет поверхность роста (10–12) с $\omega_{\theta} \sim 60 \text{ arcmin}$.

Спектры КРС полярного AlN(0001) и полуполярного AlN(10–12)-слоев (рис. 12) содержали линии, принадлежащие кремниевой подложке, пики $E_2(\text{high})$ — 655.6 cm^{-1} , которые одинаковы для обеих структур, с практически одинаковыми полуширинами пиков $E_2(\text{high})$. Спектры КРС полярных и полуполярных слоев AlN имеют существенные отличия: полярный слой содержал пик 887.5 , который связывают с $A_1(\text{LO})$ фоном [103], а полуполярный — пики 668.1 и 907.3 cm^{-1} , обусловленные $E_1(\text{TO})$ $E_1(\text{LO})$ -фонами. Пики $A_1(\text{TO})$ отличались как по положению максимумов (607 и 617 cm^{-1} для полярных и полуполярных слоев соответственно), так и по интенсивности (у полуполярного интенсивность выше) (рис. 12).

Уширение спектров КРС обычно является результатом рассеяния фононов, вызванного мелкими зернами блочного слоя, градиентом напряжений в гетероструктуре. Для объемных кристаллов AlN FWHM пика $E_2(\text{high})$ имеет величину $3\text{--}5 \text{ cm}^{-1}$ [103], а для поликристаллического слоя может составлять величину 50 cm^{-1} [105]. Усиление пика $A_1(\text{TO})$ и появление пика $E_1(\text{TO})$ в полуполярной структуре по сравнению с полярной можно интерпретировать следующим образом.

1.2.2. AlN(10–11)/NP–Si(100): пластическая релаксация

Рассмотрим условия возникновения и результаты пластической релаксации напряженного полуполярного AlN-слоя толщиной около $7 \mu\text{m}$, выращенного методом HVPE на подложке NP–Si(100) [106].

Изображения, полученные в РЭМ, выявили, что, во-первых, в процессе HVPE-синтеза V-структурированная поверхность сохраняется, во-вторых, при этой толщине слой AlN(10–11) содержит сетку параллельных квазипериодических трещин, которые тянутся вдоль направления роста и строго перпендикулярны хребтам NP–Si(100) с расстоянием между ними около 135 nm (рис. 13, а), и, в-третьих, трещина пронизывает не только слой AlN толщиной $7 \mu\text{m}$, но частично проникает и в подложку Si на глубину 300 nm (рис. 13, б). Аналогичная система параллельных трещин наблюдалась при синтезе полуполярных слоев GaN(20–23) (рис. 6) методом HVPE на разориентированной подложке Si(100).

Для объяснения условий возникновения трещин в полуполярном AlN-слое, синтезированном на NP–Si(100)-подложке, вначале оценим величину растягивающего напряжения в AlN(10–11)-слое, при котором возникают трещины (σ_{cr}), и сравним с величиной упругих напряжений, которые возникают при охлаждении структуры AlN на подложке Si. Как известно, энергия Γ , при которой происходит образование трещин в AlN, составляет величину 4.81 J/m^2 [107]. Экспериментально определенное расстояние между трещинами в AlN/NP–Si(100) составляет $L = 135 \text{ nm}$ (рис. 14), тогда, согласно [108], можно определить критическое напряжение, при котором происходит образование трещины в AlN/Si-структуре

$$\sigma_{\text{cr}} = \sqrt{5.8 \frac{\Gamma E_{\text{AlN}}}{L(1 - \nu_{\text{AlN}}^2)}}, \quad (1)$$

где $E_{\text{AlN}} = 225 \text{ GPa}$ для AlN/Si [109] и $\nu_{\text{AlN}} = 0.24$ — модуль Юнга и коэффициент Пуассона соответственно.

Оказалось, что критическая величина напряжений в слое AlN(10–11), при которой возникают трещины, составляет величину 0.22 GPa . Сравним это значение с упругими напряжениями σ_f , которые могут возникнуть в слое AlN при охлаждении структуры от температуры эпитаксии $T_1 = 1080^\circ\text{C}$ до комнатной температуры $T_2 = 25^\circ\text{C}$ по формуле [110]:

$$\sigma_f = \frac{E_{\text{AlN}}}{1 - \nu_{\text{AlN}}} \frac{(\alpha_{\text{AlN}} - \alpha_{\text{Si}})(T_1 - T_2)}{1 + \frac{E_{\text{AlN}}(1 - \nu_{\text{Si}})h_{\text{AlN}}}{E_{\text{Si}}(1 - \nu_{\text{AlN}})h_{\text{Si}}}}, \quad (2)$$

где $h_{\text{Si}} = 400 \mu\text{m}$, $h_{\text{AlN}} = 7.5 \mu\text{m}$ — толщины подложки Si и слоя AlN соответственно, $\alpha_{\text{Si}} = 3.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_{\text{AlN}} = 5.3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [111] — коэффициенты термического расширения подложки и слоя соответственно, $E_{\text{Si}} = 131 \text{ GPa}$ для Si(111) и $\nu_{\text{Si}} = 0.26$ — модуль Юнга и коэффициент Пуассона соответственно.

Оказалось, что величина $\sigma_f = 0.5 \text{ GPa}$ значительно выше σ_{cr} . Образование трещин в AlN и Si (рис. 13, б), по-видимому, произошло в результате резкой пластической релаксации в процессе охлаждения, что подтверждается видом трещин.

В методе HVPE рост полуполярного AlN-слоя происходит перпендикулярно плоскости Si(111). Размер блока AlN в направлении роста меньше, чем пороговое

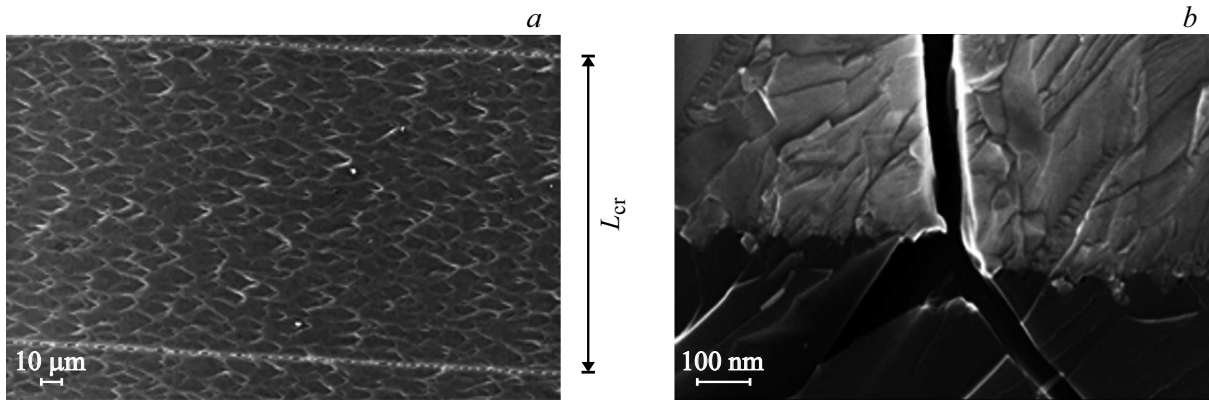


Рис. 13. РЭМ изображение: *a* — поверхности полуполярного AlN(10–11) с квазипериодическими трещинами, *b* — скола структуры AlN/NP–Si(100) с трещиной [106].

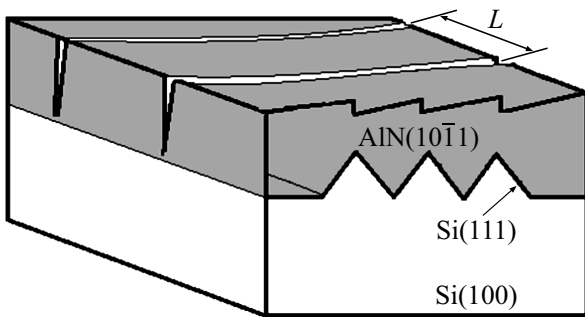


Рис. 14. Схематическое изображение трещин в структуре AlN/NP–Si(100) [106].

расстояние $L_{cr} = 135 \text{ nm}$, поэтому в этом направлении трещины не возникают (рис. 14). В направлении вдоль „хребта“ размеры слоя больше, чем L_{cr} , в этом случае упругие напряжения превысят пороговое значение, и возникнет система „квazitрещин“ (рис. 14).

Анизотропная модель для напряжений в пленках нитрида галлия и нитрида алюминия, выращенных на подложках Si(111), вызванных термическим несоответствием между пленкой и подложкой, опубликована в [63]. Авторы методом комбинационного рассеяния света по сдвигам частоты спектральных кривых определили напряжения в слоях и отметили хорошее согласие с моделью для полярных слоев III-нитридов. В работе [112] в рамках энергетического подхода с учетом кристаллографических особенностей и упругой анизотропии кристаллической решетки вюрцита III-нитрида были проанализированы механизмы релаксации напряжений несоответствия в гетероструктурах светодиода на основе полуполярного GaN. Расчеты показали, что значение угла между полярной осью с в структуре вюрцита и направлением роста гетероструктуры является существенным для предсказания различных механизмов релаксации напряжений несоответствия.

1.2.3. GaN(10–11)/NP–Si(100): модель самоформирующей маски

В работе [113] изучался рост GaN на подложках Si(001) с V-образной канавкой микронных размеров методом MOCVD и фотолюминесценция полуполярных структур $\{1-101\}$ InGaN/GaN. Измерения фотолюминесценции при различных интенсивностях показали, что внутреннее электрическое поле в многоквантовой InGaN/GaN MQW-структуре, выращенной на полуполярном слое GaN(1–101), действительно меньше, чем у MQW-структуры, выращенной на полярном GaN(0001), однако механизм образования полуполярного слоя для V-образной структуры в литературе не представлен.

В данном разделе рассмотрены особенности перехода из симметричного состояния двух полуполярных плоскостей с противоположенными *c*-осями в асимметричное состояние с единой ориентацией *c*-оси слоев III-нитридов при синтезе на V-образных симметричных наноструктурированных кремниевых подложках и разработке модели, которая связывает этот переход с формированием наномаски подложки.

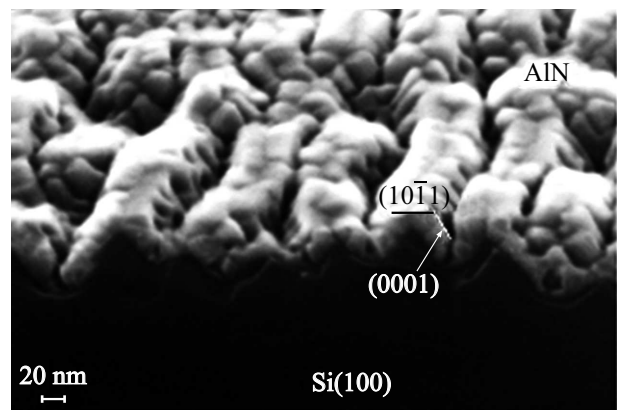


Рис. 15. РЭМ изображение AlN/NP–Si(100)-структуры на начальной стадии роста.

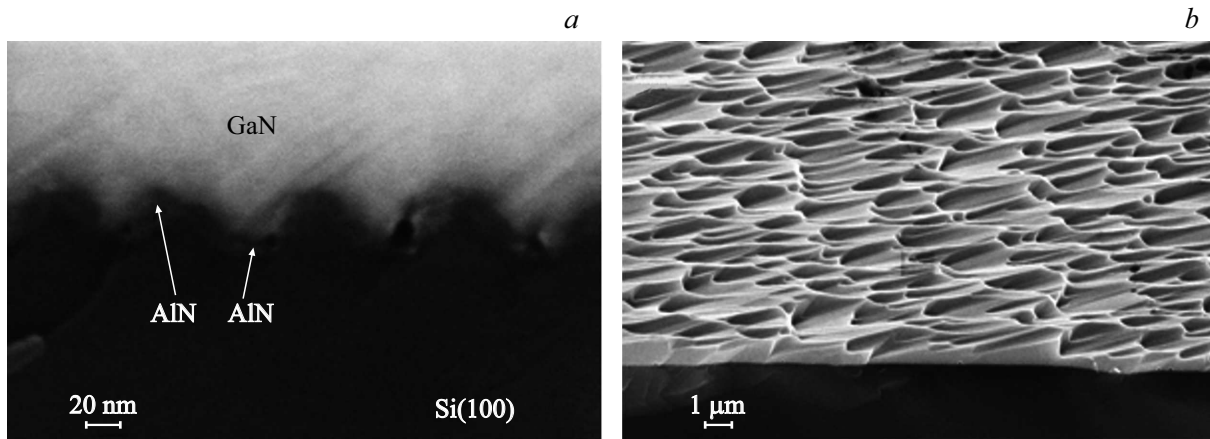


Рис. 16. РЭМ изображение скола (а) и поверхности (b) GaN(10–11)/AlN/NP–Si(100)-структуры [98].

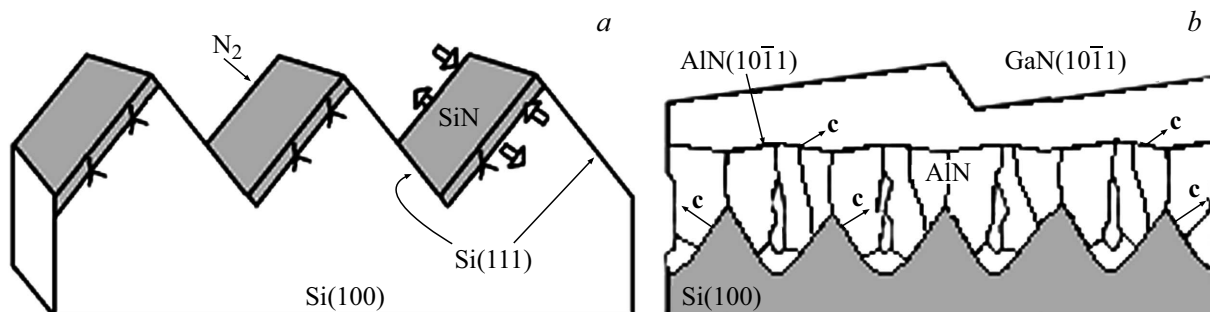


Рис. 17. Схематичное изображение напряжений, обусловленных WOS-наномаской и направлением потока ионов N_2^+ (а) и эпитаксиального роста гофрированных слоев AlN(10–11)- и GaN(10–11)-слоя с единой ориентацией c -оси (b) [98].

Изображение скола и поверхности AlN в сканирующем электронном микроскопе показывают, что слой образует гофрированную поверхность, состоящую из двух полуполярных AlN(10–11) с противоположными c -осями. Когда средняя толщина слоя AlN на склонах нанохребтов составляет около 35 nm (рис. 15), видно, что на сколах образцов не проявляется каких-либо признаков асимметрии структуры.

Изображение скола показало, что после синтеза GaN наноструктурированный AlN сохраняется (рис. 16, а), но происходит переход из симметричного состояния двух полуполярных плоскостей AlN(10–11) с противоположенными c -осями в асимметричное состояние GaN(10–11) (рис. 16, b) с единой ориентацией c -оси, причем ее направление совпадает с направлением потока ионов N_2 на поверхность кремния при образовании наномасок (рис. 16).

В этой связи для поиска причин указанного перехода из симметричного состояния в асимметричное следует обратиться к WOS-наномаске, как основе формирования NP–Si(100). Наномаска образуется в результате двухстадийного процесса. На первой стадии при бомбардировке наклонным потоком ионов азота N_2^+ области каскадов столкновений сливаются в сплошной анизотропно напряженный модифицированный слой. На второй ста-

дии рост амплитуды волн вызван ионным распылением без изменения периода структуры. В результате на склонах волн, обращенных навстречу ионному потоку, формируются ионно-синтезированные нанополоски нитрида кремния, причем SiN-нанополоски обладают сильными сжимающими напряжениями (рис. 17, а). Соответственно приповерхностный слой кремния оказывается анизотропно периодически напряженным на достаточную глубину в несколько длин волн WOS и имеет растягивающие напряжения (рис. 17, а). В напряженном приповерхностном слое кремния образуются дефекты, аналогично тому, как это наблюдалось в [114].

Напряжения и дефекты при травлении в КОН и после удаления SiN визуально не проявляются, и в V-образных наноканавках образуются геометрически симметричные грани (111) и $(-1-11)$ (рис. 9, а), по которым дефекты имеются только на склонах нанохребтов $(-1-11)$, а другой склон (111) остается практически свободными от дефектов.

При эпитаксии слоя AlN на гранях с разной величиной деформации растущих слоев формируется гофрированная поверхность AlN(10–11), причем эти две грани поверхности имеют разное количество дефектов, поскольку синтезированы на гранях кремния с разной степенью дефектов. Более дефектная плоскость гофри-

рованного слоя должна иметь более высокую скорость роста по сравнению со скоростью роста конкурирующей плоскости и соответственно в процессе эпитаксии GaN проявляется на поверхности более быстрорастущая плоскость — GaN(10–11) [98].

Таким образом, экспериментально обнаруженный эффект перехода из симметричного состояния полуполярных линейных нанокристаллитов AlN(10–11) с противонаправленными *c*-осями, которые формируются на симметричных кремниевых нанохребтах NP–Si(100)-подложки, в асимметричное состояние с единой ориентацией *c*-оси GaN(10–11)-слоя, согласно модели самоформирующейся маски, может быть обусловлен свойствами процесса WOS.

1.2.4. GaN(10–11)/NP–Si(100): модель поверхностной энергии

Образование полуполярных III-нитридных слоев на NP–Si(100)-подложке с единой ориентацией *c*-оси может базироваться на различиях при формировании слоев AlN(10–11) на грани Si(111) и AlN(10–1–1) на грани Si(–1–11) из-за разной поверхностной энергии. Известные в литературе значения поверхностных энергий приводятся довольно усредненными, и влияние структурирования поверхности не учитывается. Так, расчетная поверхностная энергия идеальных поверхностей AlN и GaN с полярной и полуполярной ориентациями по данным [115] показывает, что у полярных плоскостей эти величины меньше, чем полуполярных плоскостей (1–101) и (11–22) (табл. 2).

Данные по поверхностной энергии идеальных поверхностей GaN с полярной и полуполярной ориентацией в условиях обогащенной атомами азота газовой атмосферы показывают, что величины энергии зависят и от ориентации грани [116].

Видно, что энергия возрастает в зависимости от ориентации поверхности GaN в следующем порядке: (0001), (11–22), (1–101), (000–1), (11–2–2) и (1–10–1). Гофрированная поверхность AlN приводит к синтезу слоев GaN(1–101) и GaN(1–10–1) [8], которые имеют разную поверхностную энергию (табл. 3). Эти различия могут обеспечить разную скорость роста граней GaN и привести к формированию слоя GaN в одном направлении (рис. 16, *b*, 17, *b*).

Обнаруженный эффект перехода из симметричного состояния полуполярных линейных нанокристаллитов

Таблица 2. Поверхностная энергия идеальных поверхностей AlN и GaN (eV/A²) с полярной и полуполярной ориентацией [99]

Плоскость	(0001)	(000–1)	(1–101)	(11–22)	(11–20)
AlN	0.250	0.255	0.261	0.259	0.170
GaN	0.185	0.228	0.193	0.194	0.141

Таблица 3. Поверхностная энергия граней поверхностей GaN в атмосфере, обогащенной атомами азота [116]

Плоскость	(0001)	(000–1)	(1–101)	(1–10–1)	(11–22)	(11–2–2)
eV/A ²	0.204	0.234	0.224	0.257	0.221	0.250

AlN(10–11) с противонаправленными *c*-осями, которые формируются на симметричных кремниевых нанохребтах NP–Si(100)-подложки, в асимметричное состояние с единой ориентацией *c*-оси GaN(10–11)-слоя, согласно модели, может определяться различием в поверхностной энергии граней (10–11) и (10–1–1) слоев AlN и GaN.

1.2.5. GaN(10–11)/AlN/3C–SiC/NP–Si(100)

1.2.5.1. Особенности роста

Рассмотрим возможность синтеза полуполярных слоев нитрида галлия, выращенных на подложке NP–Si(100) с использованием предварительно созданного тонкого слоя 3C–SiC на его поверхности. Подложки NP–Si(100) представляли собой V-образные канавки, на поверхности которых по технологии твердофазной эпитаксии были синтезированы нанокристаллы SiC [80]. Слои GaN на подложках были выращены методом MOCVD в атмосфере водорода. Структуры состояли из слоя AlN толщиной ~ 20 nm и нелегированного слоя GaN толщиной ~ 1 μm. Исследовались три типа слоев GaN, синтезированных на плоской подложке Si(100), на подложке NP–Si(100) и на темплете SiC/NP–Si(100).

Рентгенодифракционный и РЭМ анализ слоев GaN, синтезированных в одном процессе на плоской подложке Si(100), на подложках NP–Si(100) и темплетов SiC/NP–Si(100), показали различную кристаллографическую структуру поверхности GaN-слоев (рис. 18, *a, c, e*). На плоской подложке Si(100)-слой синтезировался в направлении GaN(0001) (рис. 18, *a, b*) с полушириной кривой рентгеновской дифракции GaN(0002) ω_θ около 120 arcmin, а на подложке NP–Si(100) и SiC/NP–Si(100) — в полуполярном направлении GaN(10–11) с $\omega_\theta \sim 60–45$ arcmin (рис. 18, *c, d, e, f*) соответственно. Мы полагаем, что наличие разных значений поверхностной энергии AlN(10–11) на грани Si(111) и AlN(10–1–1) на грани Si(–1–11) с промежуточным тонким 3C–SiC-слоем приведет к разным скоростям GaN на этих гранях и синтезу в одном полуполярном направлении (рис. 19).

Слои полуполярного GaN(10–11), синтезированные на SiC/NP–Si(100)-подложке, имели менее шероховатую поверхность, чем слои, синтезированные на NP–Si(100) без SiC-слоя. Изображения GaN/AlN/SiC/NP–Si(100)-структуры, полученные с помощью АСМ, показало, что поверхность имеет выраженную асимметричную картину, причем базовая шероховатость составила око-

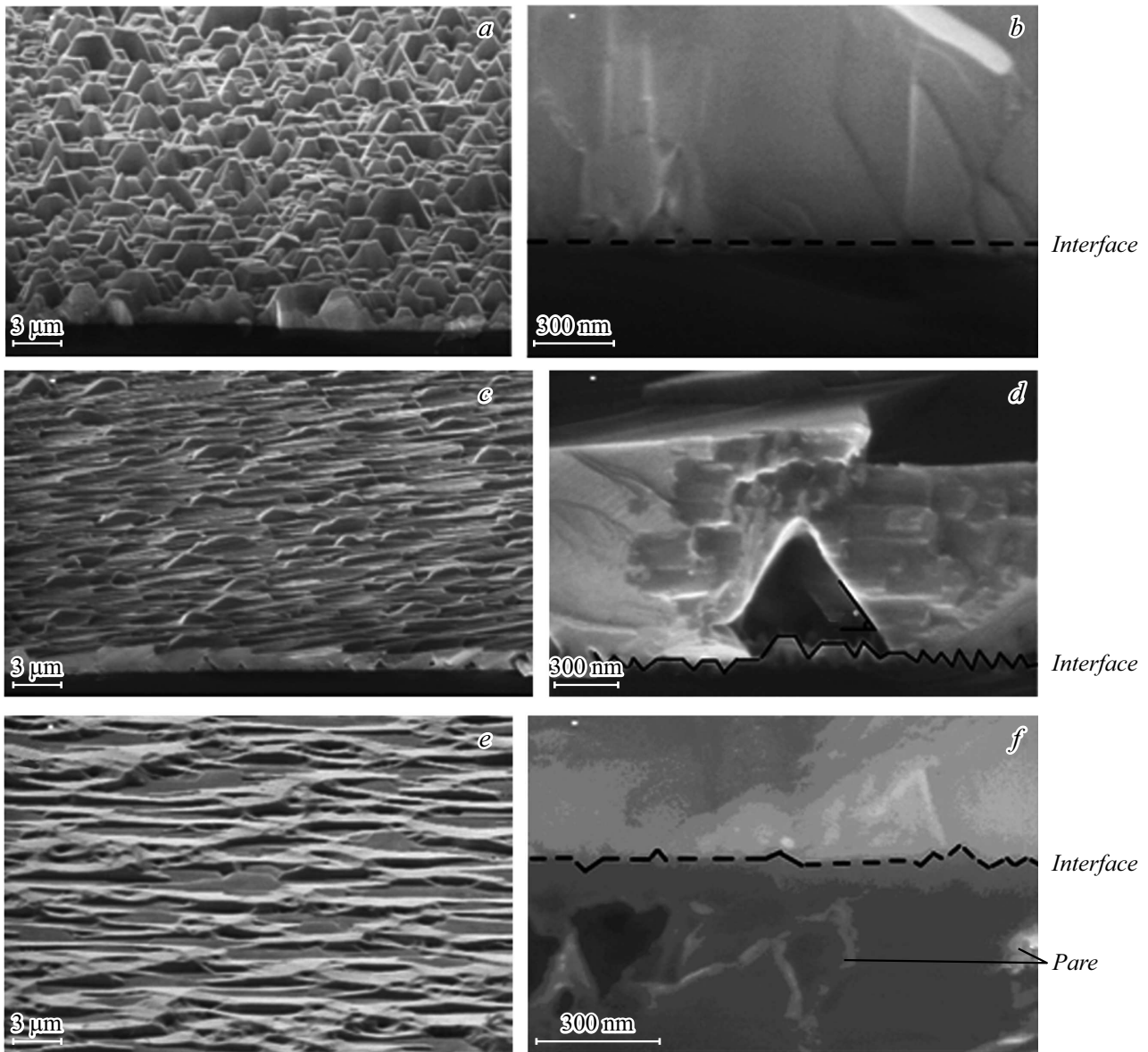


Рис. 18. РЭМ изображения и скол структур GaN(0002)/Si(100) (a, b), GaN(10–11)/NP–Si(100) (c, d) и GaN(10–11)/SiC/NP–Si(100) (e, f) [117].

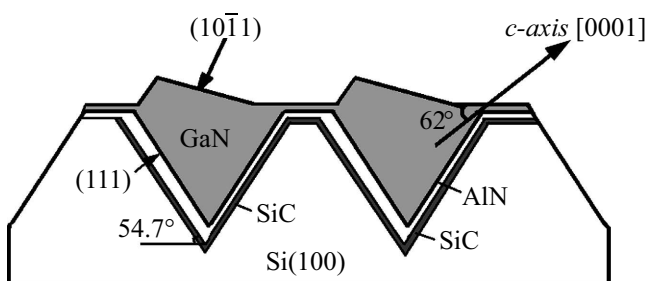


Рис. 19. Схема формирования GaN(10–11) на поверхности NP–Si(100) [117].

ло 250 nm и присутствовали выступы GaN(10–11) с размером около 500 nm.

Итак, гетероэпитаксия слоя GaN на V-образной наноструктурной подложке NP–Si(100), в сочетании с синтезом наноразмерного слоя SiC, образованного твердофазным замещением атомов кремния атомами углерода, приводит к росту слоя GaN(10–11) за счет конкурентного процесса образования слоев AlN и GaN на стенках наноканавок.

1.2.5.2. Фотолюминесценция

Спектры фотолюминесценции GaN(10–11), GaN(10–12), синтезированных на NP–Si(100) и GaN(10–11) на SiC/NP–Si(100), различаются. Так, энергии максимумов спектров структур GaN(10–11)/NP–Si(100) —

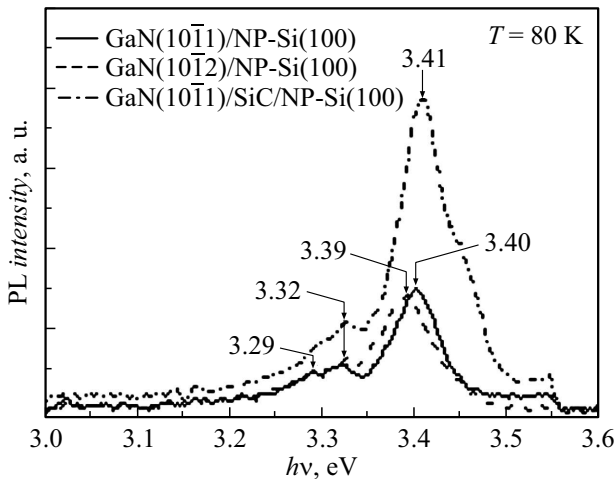


Рис. 20. Спектры фотолуминесценции структур GaN(10–11)/NP–Si(100), GaN(10–11)/SiC/NP–Si(100) и GaN(10–12)/NP–Si(100) [121].

$h\nu_1 = 3.40$ eV, $h\nu_2 = 3.32$ eV, $h\nu_3 = 3.29$ eV, GaN(10–11)/SiC/NP–Si(100) — $h\nu_1 = 3.39$ eV и GaN(10–12)/NP–Si(100) — $h\nu_1 = 3.41$ eV (рис. 20).

В спектрах люминесценции полуполярных кристаллов обычно наблюдают линию $h\nu$ 3.40–3.41 eV, связанную с нарушениями дефектов упаковки — BSF_S I₁ (basal plane stacking faults) [118], которая возникает при формировании зародышей по механизму Volmer–Weber [119].

Модель люминесценция из-за дефектов упаковки впервые предложена в [120] и предполагает, что экситоны в GaN могут связываться с дефектами упаковки, как в идеальной квантовой яме кубического GaN, окруженного вюрцитным GaN.

По аналогии с фотолуминесцентными данными [122], можно заключить, что пик $h\nu = 3.39$ –3.40 eV в слоях GaN(10–11) и пик $h\nu = 3.41$ eV в GaN(10–12) обусловлен BSF_S I₁ дефектами. Пик $h\nu = 3.30$ –3.32 eV, возможно, обусловлен донорно-акцепторной рекомбинацией, связанной с атомами кремния в GaN.

Итак, люминесцентные свойства полуполярных слоев обусловлены дефектами упаковки — BSF_S–I₁.

1.2.6. GaN(11–22)/NP–Si(113)

1.2.6.1. Начальные стадии роста

Рассмотрим начальные стадии формирования слоя GaN(11–22) на наноструктурированной подложке Si(113) (рис. 21).

Подложки NP–Si(113) формировались по технологии, изложенной ранее. Структуры синтезировались методом MOCVD и состояли из слоя AlN толщиной ~ 20 nm и двух типов слоев GaN разной толщины: островкового слоя GaN с размерами ~ 0.05–0.1 μm и сплошного слоя GaN(11–22) толщиной 0.5–1 μm. Рентгенодифракционный анализ слоев показал, что сплошные слои

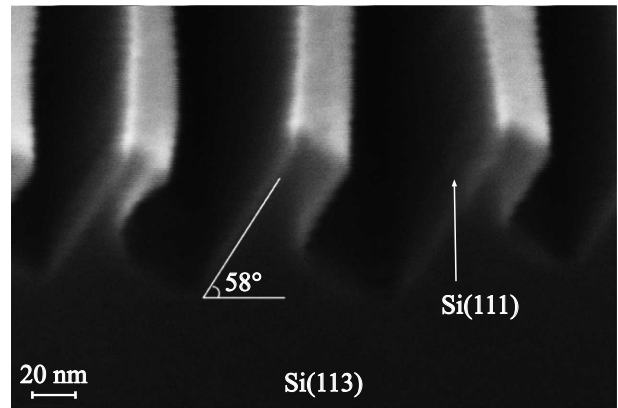


Рис. 21. РЭМ изображение скола NP–Si(113) подложки.

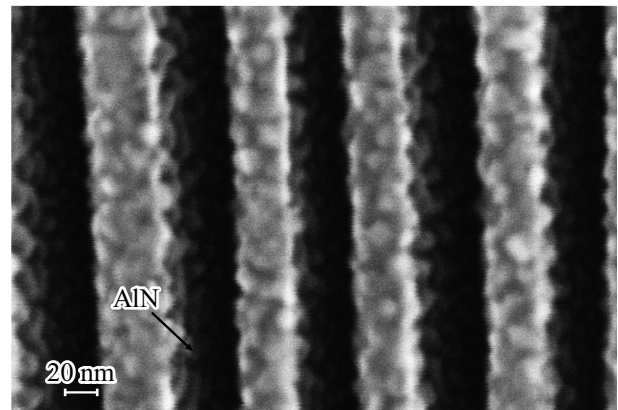


Рис. 22. РЭМ изображение поверхности NP–Si(113) подложки, покрытой тонким слоем AlN [123].

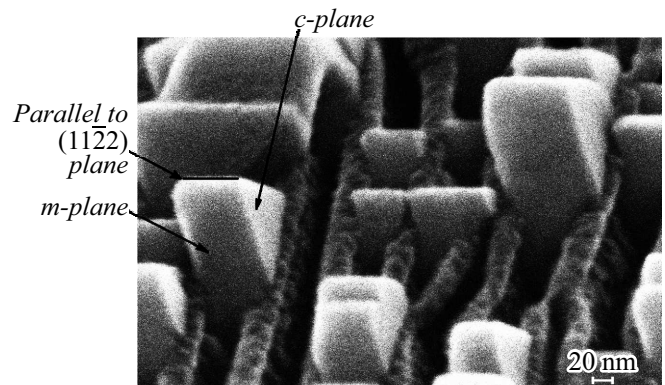


Рис. 23. РЭМ изображение островкового слоя GaN на начальной стадии роста [123].

GaN(11–22) имеют полуширину кривой рентгеновской дифракции $\omega_{\theta} \sim 30$ arcmin.

Изображение поверхности в растровом электронном микроскопе показало, что на наноструктурированной подложке NP–Si(113) слой AlN равномерно покрывает поверхность (рис. 22), а зарождение GaN происходит на поверхности грани AlN/Si(111) по островковому

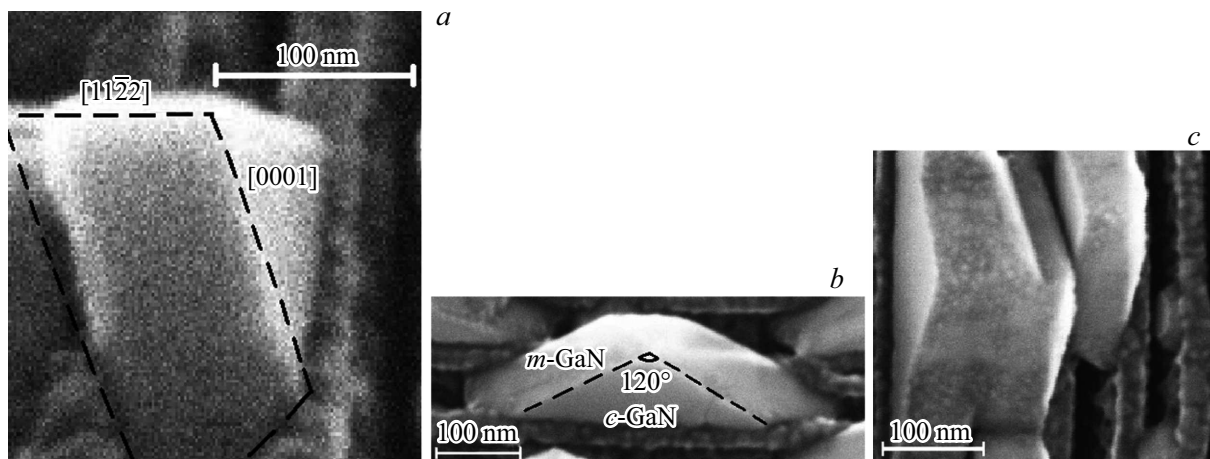


Рис. 24. РЭМ изображение граней островка GaN; *a* — *m*-GaN, где пунктирными линиями изображены ребра $[11\bar{2}2]$ и $[0001]$, *b* — GaN(0001), *c* — вид сверху *m*-GaN и *c*-GaN [123].

механизму (рис. 23), причем форма островка (рис. 24) показывает наличие плоскостей GaN(0001), *m*-GaN. Средняя толщина островков в направлении, перпендикулярном канавке, составляла около 100 nm (рис. 24, *a*), а в направлении вдоль канавки — около 160 nm (рис. 24). Видно, что кристаллы имеют огранку в направлении вдоль канавки, по нашему мнению — *m*-GaN с углом 120° между гранями и GaN(0001) в перпендикулярном плоскости Si(111) направлении (рис. 24). Грань *m*-GaN имеет прямоугольную форму, причем ребро, которое принадлежит двум соседним плоскостям *m*-GaN лежит параллельно плоскости $(11\bar{2}2)$. Видно, что селективный рост GaN($11\bar{2}2$) на NP-Si(113) сопровождается образованием пустот (voids) в области дна наноканавок, что должно обеспечить релаксацию напряжений в слое GaN [122].

Большой размер зародыша (рис. 24, *c*) в направлении вдоль „наноканавок“, чем в направлении перпендикулярно им, можно объяснить разной длиной пробега адатомов Ga (L) при формировании островкового слоя. Как известно, $L = (Dt)^{1/2}$, где D — коэффициент диффузии атомов Ga на поверхности, а t — время жизни адатома Ga на поверхности наноструктуры. Коэффициент D зависит от температуры эпитаксии, которая на протяжении всего роста была постоянной, и мы полагаем, что D одинакова в обоих направлениях и, следовательно, остается влияющий фактор t . При диффузии атомов вдоль „наноканавок“, адатомы на поверхности имеют большую величину t , чем в направлении, перпендикулярном „наноканавкам“. Возможно, это связано с наличием „наногорбов“ в направлении, перпендикулярном „наноканавкам“, которые приводят к нарушению поверхностной диффузии и уменьшению t , а следовательно, к более короткому периоду волнообразности и меньшему размеру островка в этом направлении (рис. 24, *c*).

Отметим, что наблюдаемая огранка кристалла GaN при синтезе на кремниевой подложке происходит в результате неравновесных процессов, на которые вли-

яют величина пресыщения атомами галлия, деформация кристалла при гетероэпитаксии GaN/Si, а также разница в длине диффузионного пробега атомов Ga в направлениях вдоль и поперек канавки.

Как известно, формирование граней зародыша GaN должно проходить в соответствии с принципами Гиббса–Кюри–Вульфа, которые требуют формирования кристалла с наименьшей поверхностной свободной энергией. Огранка кристалла, растущего в равновесных условиях, образуется гранями с минимальными значениями удельной поверхностной энергии [124]. Отметим, что кристаллы с ковалентными, ионными или металлическими связями сильно слипаются при столкновении, что затрудняет формирование граней [125]. Обычно при росте кристалла его грани перемещаются в направлении, перпендикулярном их плоскостям, причем скорость роста тем выше, чем больше удельная поверхностная энергия грани.

Как видно из табл. 2, величины удельной поверхностной энергии GaN(0001) — $0.185 \text{ eV}/\text{A}^2$ и GaN($10\bar{1}0$) — $0.141 \text{ eV}/\text{A}^2$ предполагают, что скорость роста грани GaN(0001) должна быть больше, чем *m*-GaN, а следовательно, и толщина слоя в направлении GaN(0001) должна быть больше, чем в направлении *m*-GaN. Однако в эксперименте это не подтверждается. Мы полагаем, что такое поведение скорости роста грани GaN(0001) обусловлено, возможно, во-первых, влиянием деформации грани (0001) при эпитаксии на стенке канавки Si(111), которое должно уменьшать величину удельной поверхностной энергии GaN(0001), и, во-вторых, различиями в диффузионной длине для атомов Ga вдоль и поперек канавки. Изменение величины поверхностной энергии GaN(0001) под воздействием упругих напряжений поверхности отмечалось в [126].

Возникновение конфигурации кристалла, когда ребро параллельно $(11\bar{2}2)$, можно объяснить ростовыми особенностями газофазной эпитаксии. Все параметры роста можно представить одним термодинамическим па-

раметр эпитаксии — пересыщением паров Ga — γ_{Ga} , который измеряет отклонение системы от равновесия, представляет движущую силу для образования GaN и зависит парциального давления Ga в газовой среде [127]:

$$\gamma_f = (P_{in}^{\text{Ga}} - P_{eq}^{\text{Ga}}) / P_{eq}^{\text{Ga}},$$

где P_{in}^{Ga} — входное парциальное давление, а P_{eq}^{Ga} — равновесное давление пара Ga на границе раздела пар–твердое тело.

В свою очередь, химический потенциал μ_{Ga} связан с перенасыщением атомов Ga [128] как

$$\mu_{\text{Ga}} \sim kT \log(1 + \gamma_{\text{Ga}}).$$

Так, расчеты, выполненные [129] для трех поверхностей для μ_{Ga} , показали, что полуполярные грани (11–22) формируются при высоком пересыщении паров Ga, в то время как неполярные (11–20) грани предпочтительнее при низком пересыщении паров Ga.

Поверхностные различия полуполярной грани от полярной и неполярной приводят как к различию удельной поверхностной энергии граней, так и к кристаллографической зависимости грани от пересыщения атомами Ga в газовом составе.

Поскольку поверхностная энергия полуполярной грани GaN(11–22) больше, чем у неполярной GaN(10–10), при высокой температуре роста ($T = 1030^\circ\text{C}$) в условиях, когда величина пересыщения μ_{Ga} велика, должны оставаться только неполярные или полярные грани.

Авторы [130,131] показали, что синтез GaN(11–22) на структурированной в виде сформированных периодических квадратных окон подложке Si(113) полностью устраняет одну из важнейших проблем при выращивании полуполярного GaN на кремниевых подложках — „обратное плавление Ga“. В результате был получен полуполярный GaN(11–22) без трещин со значительным улучшением качества кристаллов, в частности, были уменьшены дефекты укладки BSFs.

Авторы [132,133] показали, что для выращивания полуполярного (11–22) GaN на структурированных подложках Si(113) был разработан двухэтапный подход, который эффективно устраняет травление расплава Ga при высокой температуре. На подложке (113)Si была нанесена структура в виде желобков посредством использования стандартной техники фотолитографии в микронном масштабе, затем использовали анизотропное химическое травление для формирования грани Si(111) и затем на структурированном кремнии эпитаксиально вырастили толстый слой AlN, чтобы покрыть все грани и гарантировать отсутствие контакта атомов Ga с подложкой. В дальнейшем нанесли маску SiO₂ только на (113) грани, чтобы обеспечить рост GaN только на открытых (111) гранях, и тем самым образовать (11–22) полуполярный GaN с высоким качеством кристаллов вдоль вертикального направления. Измерения низкотемпературной фотолюминесценции подтверждают значительное снижение плотности базальных дефектов укладки (BSFs).

Подложки Si(112) и Si(115) использовались для эпитаксиального выращивания нитридных многослойных структур. Обнаружено, что ориентация подложки и условия процесса позволяют контролировать рост изолированного блока GaN, что приводит к образованию структур GaN с наклонной осью с в различных направлениях [100].

Сообщается [134] о росте полуполярных (20–21) слоев GaN на структурированной подложке Si(114) методом MOCVD. Слияние соседних блоков с GaN, зародившихся на обнажающихся гранях Si(111), приводит к образованию непрерывного GaN(20–21)-слоя, который имеет фасеточную морфологию. Измерения рентгеновской кривой качания показали, что значения FWHM составляют 610 и 1490 arcsec при измерении в направлении, перпендикулярном и параллельном плоскостям структурированной поверхности соответственно.

Рост GaN(20–21)-слоев на структурированной подложке Si(113) также был продемонстрирован в [135]. Рентгеновские кривые качания GaN(20–21) на подложке Si(113) при значениях FWHM 535 и 504 arcsec были получены при сканировании вдоль направлений GaN [0001] и [11–00] соответственно.

1.2.6.2. Комбинационное рассеяние света

Рассмотрим деформацию слоев полуполярного GaN(11–22) при эпитаксии на подложке NP–Si(113). В ходе технологического эксперимента в одинаковых температурно-временных режимах методом MOCVD выращивались два образца — полуполярные слои GaN(11–22) на NP–Si(113) и для сравнения полярный GaN(0001) на плоской подложке Si(111). Структуры состояли из слоя AlN толщиной 20–30 nm и нелегированного слоя GaN толщиной $\sim 1 \mu\text{m}$. Рентгенодифракционный анализ слоев показал, что слои имеют полуширину кривой рентгеновской дифракции $\omega_\theta \sim 30 \text{ arcmin}$ для GaN(11–22) и $\sim 22 \text{ arcmin}$ для GaN(0002).

Исследование гетероструктур GaN(11–22)/NP–Si(113) и GaN(0001)/Si(111) с помощью КРС позволило выявить различие в деформации структур при эпитаксии на плоской подложке Si(111) и на темплете NP–Si(113). Спектры КРС, измеренные в области фоновой моды $E_2(\text{high})$, для слоев GaN, выращенных на NP–Si(113) и Si(111), в целом соответствовали тому, что можно было ожидать, и содержали линии, принадлежащие кремниевой подложке, и линии $E_2(\text{high})$, обусловленные нитридом галлия. Положение линии $E_2(\text{high})$ зависело от структуры и составляло 563.3 cm^{-1} для GaN(0001)/Si(111) и 565.2 cm^{-1} для GaN(11–22)/NP–Si(113) (рис. 25).

Различие в положении линий $E_2(\text{high})$ для этих структур можно объяснить следующим образом. Из данных по КРС хорошо видно, что положение пика линии $E_2(\text{high})$ для слоев GaN сдвинуто в низкочастотную сторону по отношению к его положению в недеформированном

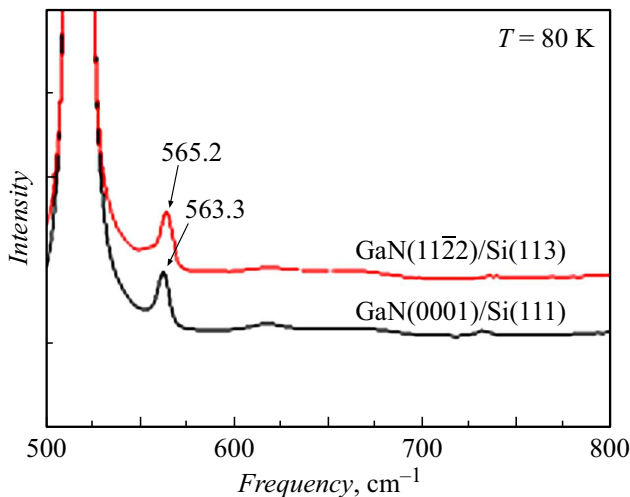


Рис. 25. Спектр комбинационного рассеяния света структур GaN(11–22)/Si(113) и GaN(0001)/Si(111) [104].

слое (при оценке принималось, что для ненапряженной структуры положение $E_2(\text{high}) = 568 \text{ cm}^{-1}$), что свидетельствует о наличии деформации растяжения GaN в плоскости, параллельной плоскости подложки. Для слоев GaN(0001) и GaN(11–22) оценивалась величина продольных упругих напряжений — σ . Оказалось, что величины σ существенно различаются: $\sigma_{(0001)} = 1.12 \text{ GPa}$ и $\sigma_{(11-22)} = 0.67 \text{ GPa}$ соответственно для GaN(0001)/Si(111)- и GaN(11–22)/NP–Si(113)-структур.

Полученные величины упругих напряжений включают в себя остаточные упругие напряжения $\sigma_{\Delta\alpha}$, которые возникают при температуре эпитаксии GaN = 1030°C, и напряжения $\sigma_{\Delta\alpha}$, которые возникают при охлаждении структур GaN(0001)/Si(111) и GaN(11–22)/NP–Si(113). Поскольку зарождение и рост слоя GaN происходит на плоскости Si(111) или на гранях Si(111), мы полагаем, что остаточные упругие напряжения при температуре эпитаксии $\sigma_{\Delta\alpha}$ будут одинаковы для обоих типов структур, а напряжения, которые возникают при охлаждении, могут различаться из-за различия коэффициентов термического расширения плоскостей сопряжения: GaN(0001)/Si(111) и GaN(11–22)/NP–Si(100).

Действительно, величины упругих напряжений структур GaN(0001)/Si(111) и GaN(11–22)/NP–Si(113), которые возникают при охлаждении, зависят от различия коэффициентов термического расширения GaN и Si $\Delta\alpha = \alpha_{\text{GaN}} - \alpha_{\text{Si}}$ для плоскостей сопряжения. Как известно, коэффициенты термического расширения Si $k_{\text{Si}} = 3.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [111], а в GaN из-за анизотропии кристаллов коэффициенты различаются: в направлении оси $\langle a \rangle$ — $k_{\text{GaN}(a)} = 5.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [136] и $\langle c \rangle$ — $k_{\text{GaN}(c)} = 3.17 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [2]. Тогда, согласно [63], напряжение, возникающее в гетероструктуре из-за разницы коэффициентов термического растяжения, можно оце-

нить из выражения

$$\sigma_{\Delta\alpha} \approx \frac{E_{\text{GaN}}}{(1 - \nu_{\text{GaN}})} \Delta\alpha \Delta T,$$

где $E_{\text{GaN}} = 295 \text{ GPa}$ и $\nu_{\text{GaN}} = 0.25$, а ΔT — разница между температурой эпитаксии и комнатной. Оказалось, что упругие напряжения, которые могут возникать при охлаждении полярной структуры, составляют величину $\sigma_{\Delta\alpha(0001)} = -0.79 \text{ GPa}$; тогда напряжения, которые возникли при температуре эпитаксии для полярной структуры, составят величину $\sigma_{\Delta\alpha(0001)} = -0.33 \text{ GPa}$. Основываясь на предположении о равенстве величин упругих напряжений, возникающих при температуре эпитаксии из-за использования при зарождении плоскости Si(111) и грани Si(111), определим величину $\sigma_{\Delta\alpha}$ для полуполярной структуры, которая оказалась равной -0.34 GPa .

Поскольку в настоящее время известны коэффициенты термического расширения только в направлении $\langle a \rangle$ и $\langle c \rangle$, при охлаждении полуполярного GaN(11–22)-слоя на кремниевой подложке предлагается ввести эффективный коэффициент термического расширения полуполярного слоя в направлении $\langle 11-22 \rangle$ — $k_{\text{GaN}(11-22)}^*$, который должен быть в интервале $k_{\text{GaN}(c)} < k_{\text{GaN}(11-22)}^* < k_{\text{GaN}(a)}$ (рис. 26). Очевидно, что если положить $k_{\text{GaN}(11-22)}^* = 4.47 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, то величина $\sigma_{\Delta\alpha(11-22)} = -0.34 \text{ GPa}$ и совпадает с экспериментально полученной величиной напряжения для полуполярного слоя.

Итак, применение наноразмерной структурированной подложки Si(113) при формировании слоя полуполярного GaN(11–22) на темплете приводит к меньшим внутренним напряжениям в полуполярном слое, чем в полярном на подложке Si(111).

1.2.7. Морфология поверхности GaN(11–22)/NP–Si(113), GaN(10–11)/NP–Si(100) на подложках NP–Si(100), NP–Si(113)

В ходе эксперимента методом MOCVD в одинаковых температурно-временных режимах выращивались полуполярные слои GaN(11–22) на NP–Si(113) и GaN(10–11) на NP–Si(100) и для сравнения полярный GaN(0001) на плоской подложке Si(111).

АСМ поверхности слоев показала существенное различие морфологии слоев GaN(0001), выращенных на плоской поверхности подложки Si(111) и слоев GaN(10–11) и GaN(11–22), полученных на наноструктурированных подложках NP–Si(100) и NP–Si(113) соответственно. Поверхность слоя GaN(0001) содержала дефекты глубиной около 50 nm, но неоднородность слоя на площадке $40 \times 40 \mu\text{m}$ составляла не больше 15 nm (рис. 27, *a, b*). Поверхность полуполярного слоя GaN(10–11) имела выраженный ассиметричный характер, присущий блокам полуполярного нитрида галлия, которые возникают из-за ассиметричных свойств

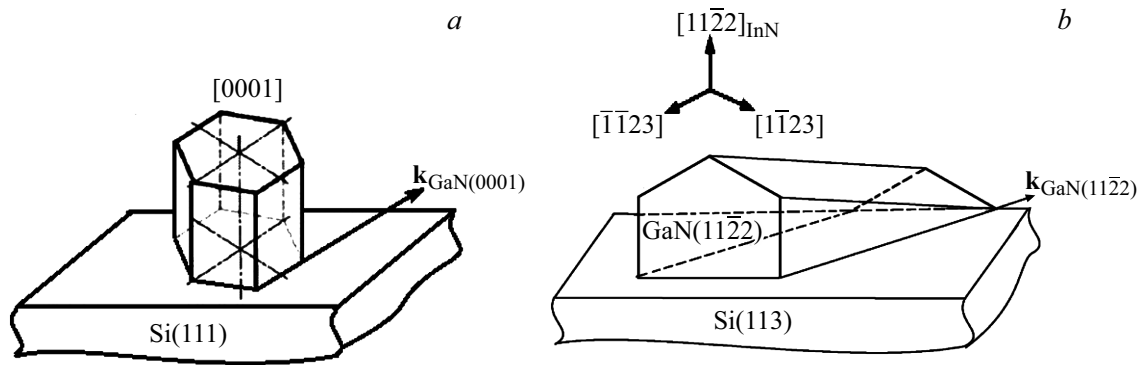


Рис. 26. Схематическое изображение соотношений коэффициентов термического расширения слоев GaN(0001) (a) и GaN(11–22) (b) на подложках кремния [104].

подложки NP–Si(100), как это изложено в [17]. Величина неоднородности поверхности в таких структурах на площади $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ была около $150\text{--}200 \text{ nm}$ (рис. 27, c, d). Следует отметить, что при сканировании в направлении, перпендикулярном канавкам, расстояние между пиками горбов в слое GaN(10–11) было $3\text{--}5 \mu\text{m}$, и оно существенно отличается от подобного расстояния, заданного подложкой NP–Si(100) — менее 100 nm (рис. 27 c, d).

Поверхность полуполярного слоя GaN(11–22) при аналогичном сканировании по площади $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ имела характер прямоугольных блоков размером $2 \times 8 \mu\text{m}$, между которыми наблюдаются провалы величиной до $1.3 \mu\text{m}$. Расстояние между горбами в слое GaN(11–22) по данным АСМ составляло около $10 \mu\text{m}$ (рис. 27, e, f). Следовательно, аспектное отношение (отношение размеров высоты к ширине) блоков полуполярного нитрида галлия составляет 0.05 для GaN(10–11) и 0.13 для Ga(11–22) (рис. 27).

При синтезе нитрида галлия эволюция морфологии будет определяться скоростью роста, зависящей от ориентации граней поверхности кристаллов. Как известно, для грани (111) любой атом, адсорбированный на эту поверхность, будет необратимо встраиваться в структуру кристалла. Для грани (111) рост поверхности осуществляется по механизму случайного добавления, и ни один из адсорбированных атомов не вырывается обратно в паровую фазу [138]. Поверхности с большими скоростями роста часто полностью пропадают, т.е. поверхности с большими энергиями поверхности будут исчезать. В термодинамически равновесном кристалле будут оставаться только поверхности с наименьшими энергиями [139]. Это и должно приводить к формированию на поверхности полуполярных плоскостей GaN(10–11) и GaN(11–22) при использовании канавок с плоскостями (Si(111)).

Ранее было отмечено, что при селективной газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на гранях GaN мезаполосков, предварительно сформированных локальной эпитаксией в окнах Si_3N_4 при использовании водорода в качестве газа-носителя, рост GaN происходит

преимущественно в латеральном направлении. Согласно экспериментальным результатам [140], повышение температуры роста приводит к увеличению высоты и уменьшению диаметра при эпитаксии в атмосфере водорода, т.е. аспектное соотношение увеличивается. Напротив, аспектное соотношение уменьшается с ростом температуры в условиях газа-носителя азота [141].

В процессе MOCVD можно выделить два механизма переноса массы на поверхности наноструктурированной подложки: диффузия в паровой фазе и поверхностная диффузия. Молекулы с одинаковой вероятностью включаются в эпитаксиальную структуру по всей площади наклонной грани наноструктурированных подложек Si(100) и Si(113), если эффективная длина диффузии превышает половину длины грани. В противном случае будет наблюдаться неравномерное накопление эпитаксиального материала на вершинах граней.

Поверхностная диффузия адатомов Al и Ga по поверхности AlN и GaN играет важную роль при зарождении и росте полуполярных слоев на структурированных подложках. Известно, что длина свободного пробега адатома Al по поверхности AlN невелика и составляет величину около 40 nm [142]. Величина свободного пробега адатома Ga по поверхности GaN различается для полярной (0001) и полуполярной (10–11) граней GaN при MOCVD-эпитаксии и составляет 535 и 1430 nm соответственно [143]. Однако имеются сведения, что длина свободного пробега Ga в атмосфере водорода на поверхности GaN при 1040°C значительно больше и может составлять величину $15 \mu\text{m}$ при эпитаксии в атмосфере водорода [22]. Итак, эпитаксиальный рост буферного слоя AlN на NP–Si(100) и NP–Si(113) проходит в условиях, когда диффузионная длина адатома Al соизмерима с размером грани Si(111) канавки, и это обеспечивает равномерный рост по граням Si(111). В водородной среде диффузионная длина адатома Ga существенно больше расстояния между канавками наноструктурированных подложек, и это приводит к формированию блоков нитрида галлия с большими размерами на подложке. Действительно, из АСМ данных (рис. 27, d, f) можно заключить, что размеры блоков, сформированных

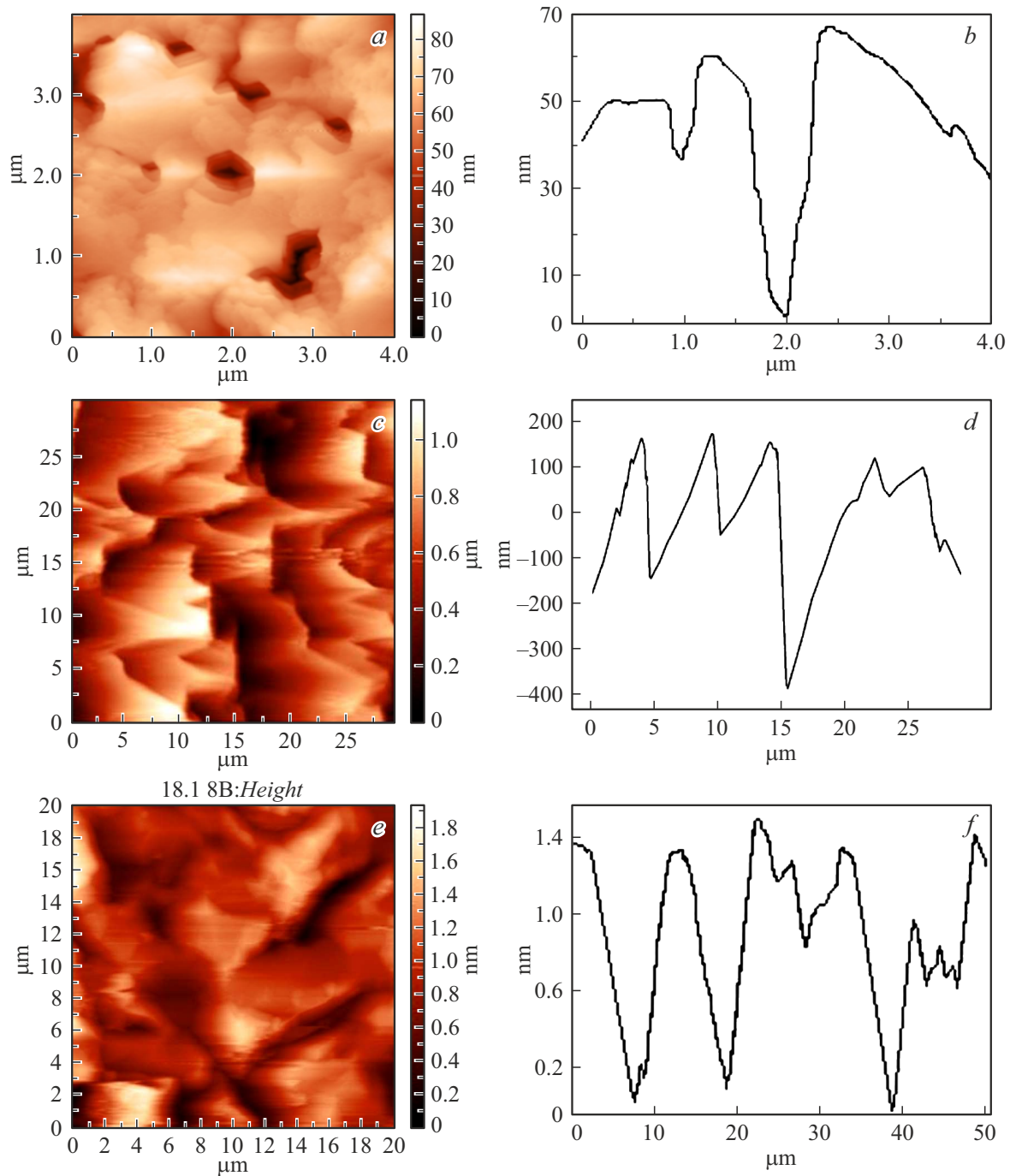


Рис. 27. АСМ скан-изображения и профиль поверхности структур: *a, b* — GaN(0001)/Si(111); *c, d* — GaN(10–11)/NP–Si(100); *e, f* — GaN(11–22)/NP–Si(113) [137].

на поверхности NP–Si(100) и NP–Si(113), близки, что можно связать с примерно одинаковой длиной диффузии атомов Ga, равной 3–4 μm. Поскольку скорость тангенциального роста GaN(10–11) оказывается существенно меньше скорости роста GaN(11–22), это приводит к разной величине аспектного соотношения для полуполярных слоев.

Таким образом, морфология поверхности полуполярных слоев свидетельствует, что более высокое аспек-

ное соотношение блоков GaN(11–22) по отношению к GaN(10–11) связано с различной скоростью роста полуполярных и полярной грани и с более высокой скоростью роста полуполярной грани GaN(11–22) по сравнению с GaN(10–11). В целом эти результаты демонстрируют, что морфология полуполярных слоев при эпитаксии на наноструктурированной поверхности сильно отличается от условий роста на плоских полярных поверхностях.

Отметим, что для выращивания высококачественного полуполярного GaN(11–22) с гладкой поверхностью на структурированной подложке Si(113) предложена комбинированная методика. Вначале на поверхности стенки канавки Si(1–11) выращивают слой AlN, чтобы предотвратить обратное травление при плавлении Ga, затем осаждают высокотемпературный слой GaN и, наконец, осаждают низкотемпературный слой GaN [144].

1.2.8. c-GaN/NP–Si(100): модель формирования и свойства

В последнее время уделяется повышенное внимание к синтезу кубического нитрида галлия c-GaN на кремниевых структурированных подложках Si(100) методом MOCVD [145–147].

Нитрид галлия кубической модификации (c-GaN) из-за отсутствия внутренних полей является перспективным материалом для электроники [147]. Обычно кубический GaN выращивается с помощью эпитаксии на подложках GaAs [148], MgO [149], 3C–SiC [150].

Известны две модели, объясняющие возникновение кубической модификации GaN при синтезе на структурированной подложке Si(100). Согласно модели, предложенной в [145], на подложке Si(100) с V-образными канавками с периодом около 1 μm синтез GaN протекает в гексагональной (h-) фазе, которая индуцирует вторичную V-образную канавку с двумя противоположными гранями (0001). Фазовый переход h–c происходит однородно и одновременно по дну всей вторичной канавки из-за наличия противоположных GaN(0001)-граней, а морфология поверхности наночастиц c-GaN определяется граниением, состоящим в основном из (11n)-ориентации.

В модели, предложенной в [143], было отмечено, что если два фронта роста h-фазы сливаются под углом 109.5° (т.е. углом между двумя связями Ga–N в тетраэдрическом соединении), то возможно формирование c-GaN между границами роста гексагональной фазы.

Авторы [151] предложили способ формирования кубической фазы GaN на КМОП-совместимой подложке Si(100), в котором для интеграции стабильного без напряжений c-GaN предлагается использовать наноструктурную эпитаксию. Результаты предполагают, что условия эпитаксиального роста и параметры наноструктурного рисунка имеют решающее значение для получения кубического GaN.

Мы обнаружили кубическую фазу c-GaN при синтезе полуполярного GaN(10–11) на наноструктурированной подложке кремния — NP–Si(100) и предложили модель, которая основывается на зарождении слоя AlN с огранкой в наноразмерной V-образной канавке Si(100). Формирование тонкого слоя AlN методом MOCVD проходит при небольших скоростях роста в условиях канавки. В этих условиях роста зародыши AlN должны иметь огранку не только AlN(0001), но и AlN(10–10).

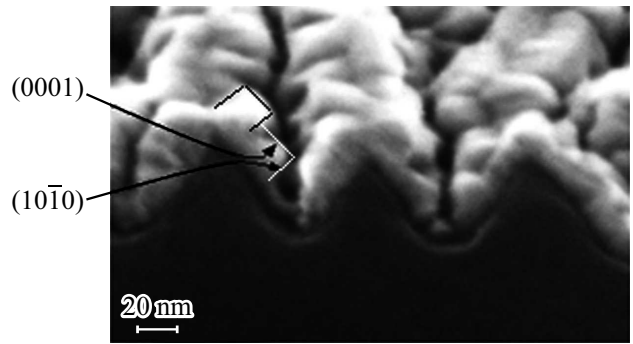


Рис. 28. Изображение в РЭМ скола и поверхности слоев AlN с толщиной около 30 nm, синтезированных на NP–Si(100)-подложке [152].

При последующем росте слоя GaN в условиях ограниченной диффузии атомов Ga в наноканавках, возможно, происходит предпочтительное сопряжение плоскостей AlN(10–10) и c-GaN по механизму „magic mismatch“, что и приводит к формированию зародышей c-GaN [152].

Изображения скола и поверхности слоя AlN в сканирующем электронном микроскопе показывают, что слой толщиной около 30 nm формируется в виде кристаллитов, у которых можно выделить грани (10–12), (0001) и (10–10) (рис. 28). Следует отметить, что слой AlN имеет „ущелья“ с поперечным размером около 10 nm и глубиной около 20–30 nm с гранями AlN(0001) и AlN(10–10) (рис. 28).

Если на этой стадии роста слоя AlN провести синтез нитрида галлия, то рост будет происходить из очень тонкого зазора (~ 10 nm), что приводит к тому, что состав газовой фазы V/III сильно меняется от поверхности слоя AlN вглубь „ущелья“. Это создает условия зарождения нитрида галлия при очень небольших скоростях, когда адатомы Ga имеют возможность выбора между зарождением гексагонального h-GaN на гранях AlN(0001) и кубического c-GaN на гранях AlN(10–10). Мы полагаем, что в условиях медленного зарождения слоя GaN частично происходит формирование кристаллов c-GaN, сопряженных с AlN(10–10). Это сопряжение f-зародыша c-GaN с AlN(10–10) может происходить по механизму „magic mismatch“, когда сопрягаются три элементарных ячейки AlN(10–10) с двумя элементарными ячейками кубического GaN(001). В этом случае величины несоответствия для двух направлений грани AlN(10–10) составляют приемлемую для роста величину

$$f = \frac{3a_{AlN} - 2a_{GaV}}{3a_{AlN}} \approx 3.1\%.$$

Следует отметить, что механизм „magic mismatch“ был использован при моделировании эпитаксии c-GaN на подложке GaAs, где пять атомов c-GaN(001)

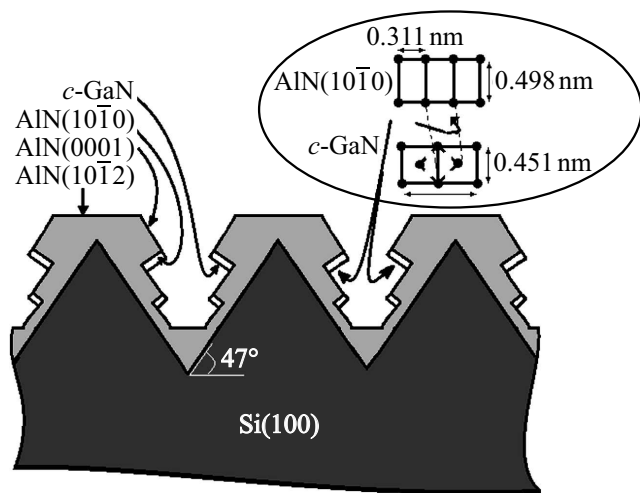


Рис. 29. Спектр фотолюминесценции GaN/AlN/NP-Si(100) структуры [152].

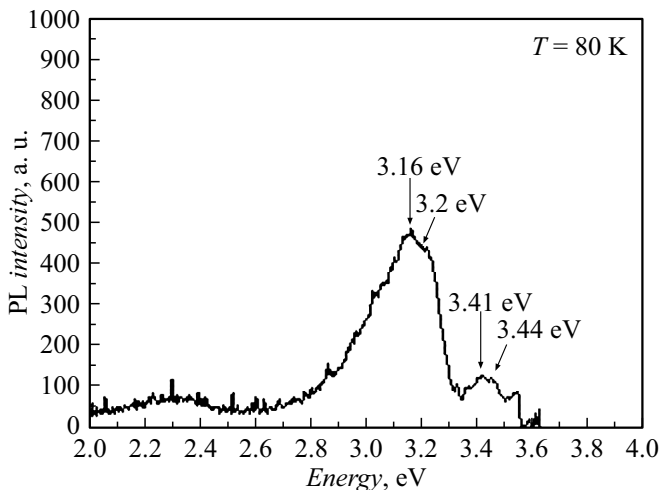


Рис. 30. Схематическое изображение зарождения *c*-GaN (а) и сопряжение *c*-GaN и AlN(10–12) по механизму „magic mismatch“ (b) [152].

сопрягаются с четырьмя атомами GaAs [153], где $a_{\text{AlN}} = 0.311 \text{ nm}$, $c_{\text{AlN}} = 0.498 \text{ nm}$, $a_{\text{GaN}} = 0.451 \text{ nm}$.

В спектрах люминесценции при $T = 80 \text{ K}$ GaN-слоя (рис. 29) проявляются полосы с максимумами $h\nu = 3.44 \text{ eV}$, которые мы связываем с межзонной рекомбинацией *c*-GaN, $h\nu = 3.41 \text{ eV}$, которая появляется при возникновении дефектов упаковки BSF S-II [45], $h\nu = 3.20 \text{ eV}$ и $h\nu = 3.16 \text{ eV}$, которые можно отнести к излучению донорно-акцепторной рекомбинации кубического нитрида галлия, аналогично тому, как это сделано в работе [146].

Итак, модель люминесценции кубического нитрида галлия может быть связана с особенностями зарождения слоя GaN в „ущельях“ слоя AlN, возникших из-за наноструктурированной подложки Si(100) (рис. 30).

2. Приборы на основе полуполярного GaN на структурированных подложках Si

В последние десятилетия опубликован ряд обзоров, посвященных выращиванию слоев нитрида галлия на кремниевой подложке ориентации (111) [154], развитию силовых электронных устройств на основе GaN на Si(111) [155] и свойствам светодиодов на основе III-нитридов [156]. В работе [157] впервые предложена интеграция Si(100) транзисторов MOSFET и AlGaIn/GaN транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT), выращенных на Si(111) подложке. Чтобы обеспечить Si(100)–GaN совместимый процесс, авторы изготовили виртуальную структуру через склеивание AlGaIn/GaN(HEMT) и Si(100)(MOSFET) и технику протравливания.

К настоящему времени опубликовано незначительное количество статей о применении полуполярных слоев, синтезированных на структурированной подложке Si. По сравнению с публикациями, посвященными синтезу полуполярного GaN-структур на структурированной сапфировой подложке [36,143,158–163], эти работы в основном продемонстрировали существенное уменьшение поля поляризации в активных областях полуполярных структур по сравнению с полярными [164].

Наибольшее количество публикаций посвящено InGaIn/GaN(10–11) светодиодным структурам. Авторы [165] изучали светодиоды InGaIn/GaN с активными областями шириной 4 nm, изготовленные на GaN(10–11)/Si(100)- и GaN(11–22)/Si(113)-слоях. Хотя светодиоды были далеки от современного уровня (например, последовательное сопротивление составляло $\sim 100 \Omega$), резкое уменьшение поляризации было подтверждено для обеих полуполярных ориентаций за счет существенного уменьшения синего смещения линии излучения при увеличении подачи тока по сравнению с полярными светодиодами. Светодиоды на основе (11–22) показали более значительное расширение линии излучения при 460 nm, чем светодиоды на основе (10–11), что позволяет предположить большие композиционные колебания в этой ориентации. Авторы пришли к выводу, что ориентация (10–11) предпочтительнее для применения в устройствах из-за лучшего качества слоев.

Авторы [166,167] сообщили об оптических свойствах 420 nm лазерной структуры InGaIn/GaN на GaN(10–11), синтезированной на микрополосках, изготовленных на подложке Si(001), разориентированной на 8° . Спектр фотолюминесценции, наблюдаемый из поперечного сечения образца, показал заметное сужение спектра, что указывает на начало стимулированного излучения из активного слоя на GaN(10–11). Авторы [168] наблюдали действие генерации при оптической накачке InGaIn/GaN(10–11) MQW на структурированной подложке Si(100) с разориентацией 8° .

Группа технологов [169] сообщила о создании полуполярных светодиодов InGaN/GaN(10–11) синего и зеленого цветов. Как и ожидалось, синие полуполярные светодиоды показали лишь слабый сдвиг длины волны, связанный с поляризацией, при больших плотностях тока (4.7 nm в диапазоне плотности тока от 5 до 100 A/cm²). Однако зеленые полуполярные светодиоды показали сильное синее смещение ~100 nm при низких плотностях тока, что было связано с неоднородностью формирования слоев с высоким содержанием индия (более 30%).

Авторы [170–172] продемонстрировали, что светоизлучающие диоды GaN с длиной волны излучения около 530 nm могут быть синтезированы на полуполярном GaN(11–22), выращенном на структурированных подложках Si(113).

Авторы [95,173] показали, что при эпитаксии методом HVPE полуполярных слоев на темплатах, синтезированных методом MOCVD, слой повторяет кристаллографическую ориентацию темплета.

Сообщается [174] о росте и характеристике (1011) GaN, InGaN–MQW светодиодной структуры, выращенной на структурированных подложках SOI. Созданы синие светодиодные структуры, демонстрирующие равномерную длину волны излучения при 450 nm, поверхность без трещин и шероховатостью около 5 nm. Эти результаты открывают путь к производству полуполярных μ LED, выращенных на подложках SOI.

Недавно [174] появилось сообщение о создании GaN/InGaN микро-светодиодов (μ LED), выращенных непосредственно на Si с субмикронными латеральными размерами. Микросветодиоды изготавливаются на основе массива N-полярных нанопроволок, синтезированных методом восходящей селективной эпитаксии. Это исследование дает новые идеи и открывает новый путь для проектирования, изготовления и интеграции высокопроизводительных μ LED на кремнии для широкого спектра приложений оптической связи.

Заключение

Представлен обзор успехов, проблем и перспектив полуполярных широкозонных III-нитридов, синтезированных на структурированной кремниевой подложке. Очевидно, что за последние два десятилетия достигнут большой успех в гетероэпитаксии GaN на сапфире. Прорыв в демонстрации полуполярных GaN/InGaN(20–21) лазерных диодов непрерывного действия при комнатной температуре на сапфире знаменует собой успех в исследовании высококачественных гетероэпитаксиальных полуполярных структур [89]. Лазерная структура для ультрафиолетового диапазона излучения была успешно выращена на подложке Si(111) с использованием многослойного буфера AlN/AlGaIn со ступенчатым понижением состава алюминия, и было продемонстрировано

наблюдение генерации с электрической инжекцией при комнатной температуре [176].

Успехи в технологии полярных слоев на подложке Si(111) и полуполярных на сапфировой подложке стимулировали разработки гетероэпитаксиальных полуполярных слоев GaN на подложках Si(100) и Si(113). Подход, в котором наклонные *c*-образные плоскости в качестве боковых стенок траншей предлагаются в качестве отправных точек для роста GaN и после слияния в конечном итоге приводят к получению полуполярных слоев, выглядит перспективным. Интерес к полуполярным широкозонным III-нитридным слоям проявляется в настоящее время в быстро растущем числе публикаций результатов [46,133,144,174] и выглядит многообещающим для широкого применения их в оптоэлектронике в ближайшем будущем.

Благодарности

Разработка технологии полуполярных широкозонных III–N слоев на кремниевой подложке была основным направлением нашей работы в течение нескольких лет. Многие из сотрудников ФТИ им. А.Ф. Иоффе внесли свой вклад в исследования, упомянутые в этом обзоре. Авторы искренне благодарят В.Н. Пантелеева, С.Н. Родина, М.П. Щеглова, М.Е. Компана за их отличные исследования в этой области и В.К. Смирнова (ООО „Квантовый кремний“) за предоставление наноструктурированных подложек кремния.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] W.C. Johnson, J.B. Parsons, M.C. Crew. *J. Phys. Chem.*, **36**, 2561 (1932).
- [2] H.P. Maruska, J.J. Tietjen. *Appl. Phys. Lett.*, **15**, 327 (1969).
- [3] H.M. Manasevit, F.M. Erdmann, W.I. Simpson. *J. Electrochem. Soc.*, **118**, 1864 (1971). DOI: 10.1149/1.2407853
- [4] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, Y. Toyoda. *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 353 (1986). DOI: 10.1063/1.96549
- [5] S. Nakamura, N. Iwasa, M. Senoh, T. Mukai. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**, 1258 (1992). DOI: 10.1143/JJAP.31.1258
- [6] S. Nakamura, M. Senoh, T. Mukai. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, L8 (1993). DOI: 10.1143/JJAP.32.L8
- [7] R.R. Sumathi. *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, **10**, 035001 (2021). DOI: 10.1149/2162-8777/abef65
- [8] В.Ю. Давыдов, А.А. Клочихин. *ФТП*, **38** (8), 900 (2004). [V.Yu. Davydov, A.A. Klochikhin. *Semicond.*, **38** (8), 861 (2004).]
- [9] A.E. Romanov, T.J. Baker, S. Nakamura, J.S. Speck. *J. Appl. Phys.*, **100**, 023522 (2006). DOI: 10.1063/1.2218385
- [10] F. Wu, E.C. Young, I. Koslow, M.T. Hardy, P.S. Hsu, A.E. Romanov, S. Nakamura, S.P. DenBaars, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 251909 (2011). DOI: 10.1063/1.3671113

- [11] T. Takeuchi, S. Sota, M. Katsuragawa, M. Komori, H. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, L382 (1997). DOI: 10.1143/JJAP.36.L382
- [12] D. Rosales, B. Gil, T. Bretagnon, B. Guizal, F. Zhang, S. Okur, M. Monavarian, N. Izyumskaya, V. Avrutin, Ü. Özgür, H. Morkoç, J.H. Leach. *J. Appl. Phys.*, **115**, 073510 (2014). DOI: 10.1063/1.4865959
- [13] W.G. Scheibenzuber, U.T. Schwarz, R.G. Veprek, B. Witzigmann, A. Hangleiter. *Phys. Rev. B*, **80**, 115320 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevB.80.115320
- [14] F. Scholz. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 024002 (2012). DOI: 10.1088/0268-1242/27/2/024002
- [15] T. Wang. *Semicond. Sci. Technol.*, **31**, 093003 (2016). DOI: 10.1088/0268-1242/31/9/093003
- [16] M. Monavarian, A. Rashidi, D. Feezell. *Phys. Status Solidi A*, **216**, 1800628 (2019). DOI: 10.1002/pssa.201800628
- [17] J.E. Northrup. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 133107 (2009). DOI: 10.1063/1.3240401
- [18] T. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**, 413 (2000). DOI: 10.1143/JJAP.39.413
- [19] S.H. Park. *J. Appl. Phys.*, **91**, 9904 (2002). DOI: 10.1063/1.1480465
- [20] T. Sasaki, S. Zembutsu. *J. Appl. Phys.*, **61**, 2533 (1987). DOI: 10.1063/1.337929
- [21] P. Waltereit, O. Brandt, A. Trampert, H.T. Grahn, J. Menniger, M. Ramsteiner, M. Reiche, K.H. Ploog. *Nature*, **406**, 865 (2000). DOI: 10.1038/35022529
- [22] X. Ni, Y. Fu, Y. T. Moon, N. Biyikli, H. Morkoç. *J. Crystal Growth*, **290**, 166 (2006). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2006.01.008
- [23] Q.S. Paduano, D.W. Weyburne, D.H. Tomich. *J. Cryst. Growth*, **367**, 104 (2013). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2012.12.028
- [24] R. Ravash, J. Blaesing, A. Dadgar, A. Krost. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 142102 (2010). DOI: 10.1063/1.3492835
- [25] F. Ranalli, P.J. Parbrook, J. Bai, K.B. Lee, T. Wang, A.G. Cullis. *Phys. Stat. Sol. C*, **6**, S780 (2009). DOI: 10.1002/pssc.200880948
- [26] K. Okamoto, J. Kashiwagi, T. Tanaka, M. Kubota. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 071105 (2009). DOI: 10.1063/1.3078818
- [27] Y. Enya, Y. Yoshizumi, T. Kyono, K. Akita, M. Ueno, M. Adachi, T. Sumitomo, S. Tokuyama, T. Ikegami, K. Katayama. *Appl. Phys. Express*, **2**, 082101 (2009). DOI: 10.1143/APEX.2.082101
- [28] H. Asamizu, M. Saito, K. Fujito, J.S. Speck, S.P. DenBaars, S. Nakamura. *Appl. Phys. Express*, **1**, 091102 (2008). DOI: 10.1143/APEX.1.091102
- [29] Y. Yoshizumi, M. Adachi, Y. Enya, T. Kyono, S. Tokuyama, T. Sumitomo, K. Akita, T. Ikegami, M. Ueno, K. Katayama. *Appl. Phys. Express*, **2**, 092101 (2009). DOI: 10.1143/APEX.2.092101
- [30] M. Adachi, Y. Yoshizumi, Y. Enya, T. Kyono, T. Sumitomo, S. Tokuyama, S. Takagi, K. Sumiyoshi, N. Saga, T. Ikegami. *Appl. Phys. Express*, **3**, 121001 (2010). DOI: 10.1143/APEX.3.121001
- [31] K.K. Fujito, S. Kubo, I. Fujimura. *MRS Bull.*, **34**, 313 (2009). DOI: 10.1557/mrs2009.92
- [32] H. Masui, S. Nakamura, S.P. DenBaars, U.K. Mishra. *IEEE Trans. Electron Devices*, **57**, 88 (2010). DOI: 10.1109/TED.2009.2033773
- [33] S. Guha, N.A. Bojarczuk. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 415 (1998). DOI: 10.1063/1.120775
- [34] S. Guha, N.A. Bojarczuk. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1487 (1998). DOI: 10.1063/1.122181
- [35] A.T. Schremer, J.A. Smart, Y. Wang, O. Ambacher, N.C. MacDonald, J.R. Shealy. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 736 (2000). DOI: 10.1063/1.125878
- [36] A. Dadgar. *Physica Status Solidi (b)*, **252**, 1063 (2015). DOI: 10.1002/pssb.201451656
- [37] A. Krost, A. Dadgar. *Mater. Sci. & Engineer. B*, **B93**, 77 (2009). DOI: 10.1016/S0921-5107(02)00043-0
- [38] H. Wang, Z. Lin, W. Wang, G. Li, J. Luo. *J. Alloys and Compounds*, **718**, 28 (2017). DOI: 10.1016/j.jallcom.2017.05.009
- [39] H.R. Shanks, P.D. Maycock, P.H. Sidles, G.C. Danielson. *Phys. Rev.*, **130** (5), 1743 (1963). DOI: 10.1103/PhysRev.130.1743
- [40] M.K. Sunkara, S. Sharma, R. Miranda, G. Lian, E.C. Dickey. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 1546 (2001). DOI: 10.1063/1.1401089
- [41] I. Kim, J. Holmi, R. Raju, A. Haapalinnna, S. Suihkonen. *J. Phys. Commun.*, **4**, 045010 (2020). DOI: 10.1088/2399-6528/ab885c
- [42] Y. Zheng, M. Agrawal, N. Dharmarasu, K. Radhakrishnan, S. Patwal. *Appl. Surf. Sci.*, **481**, 319 (2019). DOI: 10.1016/j.apsusc.2019.03.046
- [43] R.G. Banal, M. Funato, Y. Kawakami. *Phys. Status Solidi (c)*, **6**, 599 (2009). DOI: 10.1002/pssc.200880415
- [44] K.-L. Lin, E.-Y. Chang, J.-Ch. Huang, W.-Ch. Huang, Y.-L. Hsiao, Ch.H. Chiang, T. Li, D. Tweet, J.-Sh. Maa, Sh.-T. Hsu. *Phys. Stat. Sol. (c)*, **5** (6), 1536 (2008). DOI: 10.1002/pssc.200778454
- [45] S.L. Selvaraj, A. Watanabe, A. Wakejima, T. Egawa. *IEEE Electron Device Lett.*, **33**, 1375 (2012). DOI: 10.1109/LED.2012.2207367
- [46] N. Wu, N. Wu, Zh. Xing, Sh. Li, L. Luo, F. Zeng, G. Li. *Semicond. Sci. Technol.*, **38**, 063002 (2023). DOI: 10.1088/1361-6641/acca9d
- [47] T. Sasaki, T. Matsuoka. *J. Appl. Phys.*, **77**, 192 (1995). DOI: 10.1063/1.359368
- [48] A. Dadgar, J. Blasing, A. Diez, A. Alam, M. Heuken, A. Krost. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**, L1183 (2000). DOI: 10.1143/JJAP.39.L1183
- [49] J. Zhang, X. Yang, Y. Feng, Y. Li, M. Wang, J. Shen, L. Wei, D. Liu, S. Wu, Z. Cai, F. Xu, X. Wang, W. Ge, B. Shen. *Phys. Rev. Materials*, **4**, 073402 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.4.073402
- [50] Y. Sakai, I. Kawayama, H. Nakanishi, M. Tonouchi. *Scientific Reports*, **5**, 13860 (2015). DOI: 10.1038/srep13860
- [51] S. Bidnyk, B.D. Little, Y.H. Cho, J. Krasinski, J.J. Song, W. Yang, S.A. McPherson. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2242 (1998). DOI: 10.1063/1.121689
- [52] G.P. Yablonskii, E.V. Lutsenko, V.N. Pavlovskii, V.Z. Zubialevich, A.L. Gurskii, H. Kalisch, A. Szymakowskii, R.A. Jansen, A. Alam, Y. Dikme, B. Schineller, M. Heuken. *Phys. Status Solidi A*, **192**, 54 (2002). DOI: 10.1002/1521-396X(200207)192:1<54::AID-PSSA54>3.0.CO;2-2
- [53] B.A. Shuhaimi, H. Kawato, Y. Zhu, T. Egawa. *J. Phys. Conf.*, **152**, 012007 (2009). DOI: 10.1088/1742-6596/152/1/012007
- [54] X. Lu, C. Liu, H. Jiang, X. Zou, A. Zhang, K.M. Lau. *Appl. Phys. Lett.*, **109**, 053504 (2016). DOI: 10.1063/1.4960105
- [55] J. Yuan, W. Cai, X. Gao, G. Zhu, D. Bai, H. Zhu, Y. Wang. *Appl. Phys. Express*, **9**, 032202 (2016). DOI: 10.7567/APEX.9.032202

- [56] W. Cai, X. Gao, W. Yuan, Y. Yang, J. Yuan, H. Zhu, Y. Wang. *Appl. Phys. Express*, **9**, 052204 (2016).
- [57] Y. Wang, G. Zhu, W. Cai, X. Gao, Y. Yang, J. Yuan, Z. Shi, H. Zhu. *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 162102 (2016). DOI: 10.1063/1.4947280
- [58] D. Bai, T. Wu, X. Li, X. Gao, Y. Xu, Z. Cao, H. Zhu, Y. Wang. *Appl. Phys. B*, **122**, 9 (2016). DOI: 10.1007/s00340-015-6293-8
- [59] D. Bai, X. Gao, W. Cai, W. Yuan, Z. Shi, X. Li, Y. Xu, J. Yuan, G. Zhu, Y. Yang, C. Yang, X. Cao, H. Zhu, Y. Wang. *Appl. Phys. A*, **122**, 535 (2016). DOI: 10.1007/s00339-016-0075-y
- [60] W. Cai, Y. Yang, X. Gao, J. Yuan, W. Yuan, H. Zhu, Y. Wang. *Opt. Express*, **24**, 6004 (2016). DOI: 10.1364/OE.24.006004
- [61] Y. Jiang, Z. Shi, S. Zhang, J. Yuan, Z. Hu, X. Shen, B. Zhu, Y. Wang. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **38**, 1684 (2017). DOI: 10.1109/LED.2017.2760318
- [62] T. Narita, H. Iguchi, K. Horibuchi, N. Otake, S. Hoshi, K. Tomita. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **55**, 05FB01 (2016). DOI: 10.7567/JJAP.55.05FB01
- [63] Y. Dai, S. Li, H. Gao, W. Wang, Q. Sun, Q. Peng, C. Gui, Z. Qian, S. Liu. *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, **27**, 2004 (2016). DOI: 10.1007/s10854-015-3984-1
- [64] E. Valcheva, J. Birch, P.O.A. Persson, S. Tungasmita, L. Hultman. *J. Appl. Phys.*, **100** (12), 123514 (2006). DOI: 10.1063/1.2402971
- [65] A. Dadgar, F. Schulze, M. Wienecke, A. Gadanez, J. Bläsing, P. Veit, T. Hempel, A. Diez, J. Christen, A. Krost. *New J. Physics*, **9**, 389 (2007). DOI: 10.1088/1367-2630/9/10/389
- [66] X. Zhang, Y.-T. Hou, Z.-C. Feng, J.L. Chen. *J. Appl. Phys.*, **89** (11), 6165 (2001). DOI: 10.1063/1.1368162
- [67] А.М.Асеев (ред.). *Атомная структура полупроводниковых систем* (Новосибирск: СО РАН, 2006), с. 292.
- [68] V. Lebedev, J. Jinschek, J. Kräußlich, U. Kaiser, B. Schröter, W. Richter. *J. Cryst. Growth*, **230** (3), 426 (2001). DOI: 10.1016/S0022-0248(01)01241-6
- [69] В.Н. Бессолов, Е.В. Гущина, Е.В. Коненкова, Т.В. Львова, В.Н. Пантелеев, М.П. Щеглов, Письма в ЖТФ, **44** (2), 96 (2018). DOI: 10.21883/PJTF.2018.02.45470.17006. [V.N. Bessolov, E.V. Gushchina, E.V. Konenkova, T.V. Lvova, V.N. Panteleev, M.P. Shcheglov. *Tech. Phys. Letters*, **44** (1), 81 (2018). DOI: 10.1134/S106378501801011X].
- [70] W.K. Wang, M.-C. Jiang. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **55**, 095503 (2016). DOI: 10.7567/JJAP.55.095503
- [71] J.-C. Gerbedoen, A. Soltani, S. Joblot, J.-C. De Jaeger, Ch. Gaquière, Y. Cordier, F. Semond. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **57** (7), 1497 (2010). DOI: 10.1109/TED.2010.2048792
- [72] S.T. Kim, Y.J. Lee, S.H. Chung, D.C. Moon. *J. Korean Phys. Soc.*, **33**, S313 (1998)
- [73] F. Schulze, A. Dadgar, J. Bläsing, A. Krost. *Appl. Phys. Lett.*, **84** (23), 4747 (2004). DOI: 10.1063/1.1760214
- [74] В.Н. Бессолов, Е.В. Гущина, Е.В. Коненкова, С.Д. Коненков, Т.В. Львова, В.Н. Пантелеев, М.П. Щеглов. *ЖТФ*, **89** (4), 574 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.04.47315.152-18 [V.N. Bessolov, E.V. Gushchina, E.V. Konenkova, S.D. Konenkov, T.V. Lvova, V.N. Panteleev, M.P. Shcheglov. *Tech. Phys.*, **64** (4), 531 (2019). DOI: 10.1134/S1063784219040054]
- [75] В.Н. Бессолов, Ю.В. Жилияев, Е.В. Коненкова, Н.К. Поletaev, Ш. Шарофидинов, М.П. Щеглов. Письма в ЖТФ, **38** (1), 21 (2012). [V.N. Bessolov, Y.V. Zhilyaev, E.V. Konenkova, N.K. Poletaev, S. Sharofidinov, M.P. Shcheglov. *Tech. Phys. Lett.*, **38** (1), 9 (2012). DOI: 10.1134/S1063785012010051]
- [76] V.N. Bessolov, E.V. Konenkova, S.A. Kukushkin, A.V. Osipov, S.N. Rodin. *Rev. Adv. Mater. Sci.*, **38**, 75 (2014).
- [77] V. Bessolov, A. Kalmykov, S. Konenkov, E. Konenkova, S. Kukushkin, A. Myasoedov, A. Osipov, V. Panteleev. *Microelectron. Eng.*, **178**, 34 (2017). DOI: 10.1016/j.mee.2017.04.047
- [78] H.-J. Lee, S.-Y. Bae, K. Lekhal, A. Tamura, T. Suzuki, M. Kushimoto, Y. Honda, H. Amano. *J. Cryst. Growth*, **468**, 547 (2016). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2016.11.116
- [79] R. Ravash, J. Bläsing, T. Hempel, M. Noltemeyer, A. Dadgar, J. Christen, A. Krost. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 242101 (2009). DOI: 10.1063/1.3272673
- [80] S.A. Kukushkin, A.V. Osipov. *J. Appl. Phys.*, **113**, 024909 (2013). DOI: 10.1063/1.4773343
- [81] В.Н. Бессолов, Ю.В. Жилияев, Е.В. Коненкова, С.Н. Родин, Н.В. Середова, Н.А. Феоктистов, М.П. Щеглов, А.А. Ефимов, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов. *Российский химический журнал*, **57** (6), 133 (2013).
- [82] V. Bessolov, A. Kalmykov, E. Konenkova, S. Kukushkin, A. Myasoedov, N. Poletaev, S. Rodin. *J. Cryst. Growth*, **457**, 202 (2017). DOI: 10.1016/J.JCRYSGRO.2016.05.025
- [83] D.V. Dinh, S. Presa, M. Akhter, P.P. Maaskant, B. Corbett, P.J. Parbrook. *Semicond. Sci. Technol.*, **30**, 125007 (2015). DOI: 10.1088/0268-1242/30/12/125007
- [84] D.V. Dinh, P.J. Parbrook. *J. Cryst. Growth*, **501**, 34 (2018). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2018.08.021
- [85] T. Isshiki, K. Nishio, Y. Abe, J. Komiyama, S. Suzuki, H. Nakanishi. *Mater. Scien. Forum*, **600–603**, 1317 (2009). DOI: 10.4028/www.scientific.net/MSF.600-603.1317
- [86] Y. Abe, J. Komiyama, T. Isshiki, S. Suzuki, A. Yoshida, H. Ohishi, H. Nakanishi. *Mater. Scien. Forum*, **600–603**, 1281 (2009). DOI: 10.4028/www.scientific.net/MSF.600-603.1281
- [87] В.Н. Бессолов, Е.В. Коненкова, С.А. Кукушкин, В.И. Николаев, А.В. Осипов, Ш. Шарофидинов, М.П. Щеглов. Письма ЖТФ, **39** (6), 1 (2013). [V.N. Bessolov, E.V. Konenkova, S.A. Kukushkin, V.I. Nikolaev, A.V. Osipov, S. Sharofidinov, M.P. Shcheglov. *Tech. Phys. Lett.*, **39** (3), 274 (2013). DOI: 10.1134/S106378501303019X]
- [88] A.A. Koryakin, S.A. Kukushkin, A.V. Osipov, S.Sh. Sharofidinov, M.P. Shcheglov. *Materials*, **15** (18), 6202 (2022). DOI: 10.3390/ma15186202
- [89] H. Li, H. Zhang, J. Song, P. Li, Sh. Nakamura, S.P. DenBaars. *Appl. Phys. Rev.*, **7**, 041318 (2020). DOI: 10.1063/5.0024236
- [90] T. Mitsunari, H.J. Lee, Y. Honda, H. Amano. *J. Cryst. Growth*, **431**, 60 (2015). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2015.08.027
- [91] Y. Honda, N. Kameshiro, M. Yamaguchi, N. Sawaki. *J. Cryst. Growth*, **242** (1), 82 (2002). DOI: 10.1016/S0022-0248(02)01353-2
- [92] R.A. Wind, M.A. Hines. *Surf. Science*, **460**, 21 (2000). DOI: 10.1016/S0039-6028(00)00479-9
- [93] V.K. Smirnov, D.S. Kibalov, O.M. Orlov, V.V. Graboshnikov. *Nanotechnology*, **14**, 709 (2003). DOI: 10.1088/0957-4484/14/7/304

- [94] В.Н. Бессолов, М.Е. Компан, Е.В. Коненкова, В.Н. Пантелеев. Письма в ЖТФ, **46** (2), 12 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.02.48944.18061 [V.N. Bessolov, M.E. Kompan, E.V. Konenkova, V.N. Panteleev. Tech. Phys. Lett., **46** (1), 59 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020010174]
- [95] L. Zhang, J. Wu, F. Liu, T. Han, X. Zhu, M. Li, Q. Zhao, T.J. Yu. Cryst. Eng. Comm., **23**, 3364 (2021). DOI: 10.1039/D1CE00040C
- [96] T. Liu, J. Zhang, X. Su, J. Huang, J. Wang, K. Xu. Sci. Rep., **6**, 26040 (2016). DOI: 10.1038/srep26040
- [97] L. Huang, Y. Li, W. Wang, X. Li, Y. Zheng, H. Wang, G. Li. Appl. Surf. Science, **435**, 163 (2018). DOI: 10.1016/j.apsusc.2017.11.002
- [98] В.Н. Бессолов, Е.В. Коненкова, С.Н. Родин, Д.С. Кибалов, В.К. Смирнов. ФТП, **55** (4), 356 (2021). DOI: 10.21883/FTP.2021.04.50740.9562 [V.N. Bessolov, E.V. Konenkova, S.N. Rodin, D.S. Kibalov, V.K. Smirnov. Semiconductors, **55** (4), 471 (2021). DOI: 10.1134/S1063782621040035]
- [99] R.G. Banal, M. Funato, Y. Kawakami. Phys. Status Solidi C, **6** (2), 599 (2009). DOI: 10.1002/pssc.200880415
- [100] T. Szymanski, M. Wosko, B. Paszkiewicz, B. Paszkiewicz, R. Paszkiewicz. J. Vac. Sci. & Technol. A: Vacuum, Surfaces, and Films, **34**, 051504 (2016). DOI: 10.1116/1.4958805
- [101] В.Н. Бессолов, Е.В. Коненкова, Т.А. Орлова, С.Н. Родин, М.П. Щеглов, Д.С. Кибалов, В.К. Смирнов. Письма в ЖТФ, **44** (12), 45 (2018). DOI: 10.21883/PJTF.2018.12.46290.17260 [V.N. Bessolov, E.V. Konenkova, T.A. Orlova, S.N. Rodin, M.P. Shcheglov, D.S. Kibalov, V.K. Smirnov. Tech. Phys. Lett., **44** (6), 525 (2018). DOI: 10.1134/S1063785018060172]
- [102] B. Ma, D. Jinno, H. Miyake, K. Hiratsuma, H. Harima. Appl. Phys. Lett., **100**, 011909 (2012). DOI: 10.1063/1.3674983
- [103] M. Kuball, J.M. Hayes, A.D. Prins, N.W.A. van Uden, D.J. Dunstan, Ying Shi, J.H. Edgar. Appl. Phys. Lett., **78**, 724 (2001). DOI: 10.1063/1.1344567
- [104] В.Н. Бессолов, М.Е. Компан, Е.В. Коненкова, С.Н. Родин. Изв. РАН, сер. физ., **86** (7), 981 (2022). DOI: 10.31857/S0367676522070109 [V.N. Bessolov, M.E. Kompan, E.V. Konenkova, S.N. Rodin. Bull. RAS: Physics, **86** (7), 817 (2022). DOI: 10.3103/S1062873822070103]
- [105] P. Perlin, A. Polian, T. Suski. Physical Review B, **47** (5), 2874 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevB.47.2874
- [106] В.Н. Бессолов, Е.В. Коненкова, В.Н. Пантелеев. ЖТФ, **90** (12), 2123 (2020). DOI: 10.21883/JTF.2020.12.50130.98-20 [V.N. Bessolov, E.V. Konenkova, V.N. Panteleev. Tech. Phys., **65** (12), 2031 (2020). DOI: 10.1134/S1063784220120051]
- [107] C.E. Dreyer, A. Janotti, C.G. Van de Walle. Appl. Phys. Lett., **106**, 212103 (2015). DOI: 10.1063/1.4921855
- [108] E.V. Etzkom, D.R. Clarke. J. Appl. Phys., **89** (2), 1025 (2001). DOI: 10.1063/1.1330243
- [109] Sh.-R. Jian, J.-Y. Juang. J. Nanomaterials, **2012**, 914184 (2012). DOI: 10.1155/2012/914184
- [110] P.R. Tavernier, B. Imer, S.P. DenBaars, D.R. Clarke. Appl. Phys. Lett., **85** (20), 4630 (2004). DOI: 10.1063/1.1818736
- [111] W.M. Vim, R.J. Paff. J. Appl. Phys., **45**, 1456 (1974). DOI: 10.1063/1.1663432
- [112] A.M. Smirnov, E.C. Young, V.E. Bougrov, J.S. Speck, A.E. Romanov. J. Appl. Phys., **126**, 245104 (2019). DOI: 10.1063/1.5126195
- [113] G.-T. Chen, S.-P. Chang, J.-I. Chyi, M.-N. Chang. Appl. Phys. Lett., **92**, 241904 (2008). DOI: 10.1063/1.2946655
- [114] M.E. Bachlechner, A. Omeltchenko, A. Nakano, R.K. Kalia, P. Vashishta. Phys. Rev. Lett., **84**, 322 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.322
- [115] T. Akiyama, Y. Seta, K. Nakamura, T. Ito. Phys. Rev. Mater., **3**, 023401 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.3.023401
- [116] T. Kawamura, T. Akiyama, A. Kitamoto, M. Imanishi, M. Yoshimura, Y. Mori, Y. Morikawa, Y. Kangawa, K. Kakimoto. J. Cryst. Growth, **549**, 125868 (2020). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2020.125868
- [117] V. Bessolov, A. Zubkova, E. Konenkova, S. Konenkov, S. Kukushkin, T. Orlova, S. Rodin, V. Rubets, D. Kibalov, V. Smirnov. Phys. Status Solidi B, **256** (2), 1800268 (2019). DOI: 10.1002/pssb.201800268
- [118] J. Lähnemann, U. Jahn, O. Brandt, T. Flissikowski, P. Dogan, H.T. Grahn. J. Phys. D: Appl. Phys., **47**, 423001 (2014). DOI: 10.1088/0022-3727/47/42/423001
- [119] P. Vennégués, J.M. Chauveau, Z. Bougrioua, T. Zhu, D. Martin, N. Grandjean. J. Appl. Phys., **112**, 113518 (2012). DOI: 10.1063/1.4768686
- [120] W. Rieger, R. Dimitrov, D. Brunner, E. Rohrer, O. Ambacher, M. Stutzmann. Phys. Rev. B, **54**, 17596 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevB.54.17596
- [121] А.В. Соломникова, В.Н. Бессолов, Е.В. Коненкова, Т.А. Орлова, С.Н. Родин, Н.В. Середова, М.П. Щеглов, Д.С. Кибалов, В.К. Смирнов. ФТП, **53** (7), 1006 (2019). DOI: 10.21883/FTP.2019.07.47881.9049 [V.N. Bessolov, E.V. Konenkova, T.A. Orlova, S.N. Rodin, N.V. Seredova, A.V. Solomnikova, M.P. Shcheglov, D.S. Kibalov, V.K. Smirnov. Semicond., **53** (7), 989 (2019). DOI: 10.1134/S1063782619070054]
- [122] V.N. Bessolov, E.V. Konenkova, S.A. Kukushkin, A.V. Osipov, S.N. Rodin. Rev. Adv. Mater. Sci., **38** (1), 75 (2014).
- [123] В.Н. Бессолов, Е.В. Коненкова, С.Н. Родин. ФТП, **57** (1), 3 (2023). DOI: 10.21883/FTP.2023.01.54923.3994
- [124] Б.К. Вайнштейна, А.А. Чернов, Л.А. Шувалов (ред.). Современная кристаллография. т. 3. Образование кристаллов (М. Наука, 1980), с. 408.
- [125] I. Sunagawa. *Crystals Growth, Morphology and Perfection* (Cambridge University Press, NY, USA, 2005)
- [126] Razia, M. Chugh, M. Ranganathan. Appl. Surf. Science, **566**, 150627 (2021). DOI: 10.1016/j.apsusc.2021.150627
- [127] S. Washiyama, P. Reddy, F. Kaess, R. Kirste, S. Mita, R. Collazo, Z. Sitar. J. Appl. Phys. **124**, 115304 (2018). DOI: 10.1063/5.0002891
- [128] P. Reddy, S. Washiyama, F. Kaess, R. Kirste, S. Mita, R. Collazo, Z. Sitar. J. Appl. Phys., **122**, 245702 (2017). DOI: 10.1063/1.5002682
- [129] K. Wang, R. Kirste, S. Mita, S. Washiyama, W. Mecouch, P. Reddy, R. Collazo, Z. Sitar. Appl. Phys. Lett., **120**, 032104 (2022); DOI: 10.1063/5.0077628
- [130] X. Yu, Y. Hou, S. Shen, J. Bai, Y. Gong, Y. Zhang, T. Wang. Phys. Status Solidi C, **13** (5–6), 190 (2016). DOI: 10.1002/pssc.201510209
- [131] J. Bai, X. Yu, Y. Gong, Y.N. Hou, Y. Zhang, T. Wang. Semicond. Sci. Technol., **30**, 065012 (2015). DOI: 10.1088/0268-1242/30/6/065012
- [132] Y. Cai, X. Yu, S. Shen, X. Zhao, L. Jiu, C. Zhu, T. Wang. Semicond. Sci. Technol., **34** (4), 045012 (2019). DOI: 10.1088/1361-6641/ab08bf

- [133] B. Mao, S. Xing, G. Zhao, L. Wang, N. Zhang, H. Du, G. Liu. *Semicond. Sci. Technol.*, to be published (27.01.2023).
- [134] M. Khoury, M. Leroux, M. Nemoz, G. Feuillet, J. Zúñiga-Pérez, P. Vennégués. *J. Cryst. Growth*, **419**, 88 (2015). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2015.02.098
- [135] X. Yu. *MOCVD Growth of Novel GaN Materials on Silicon Substrates*, A thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy (Ph.D.) (The University of Sheffield, Faculty of Engineering Department of Electronic and Electrical Engineering, January, 2017).
- [136] W. Qian, M. Skowronski, G.R. Rohrer. *MRS. Online Proceed. Library*, **423**, 475 (1996). DOI: 10.1557/PROC-423-475
- [137] В.Н. Бессолов, Е.В. Коненкова, Т.А. Орлова, С.Н. Родин, А.В. Соломникова. *ЖТФ*, **92**(5), 720 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.05.52376.12-22 [V.N. Bessolov, E.V. Konenkova, T.A. Orlova, S.N. Rodin, A.V. Solomnikova. *Tech. Phys.*, **67**(5), 609 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.05.53677.12-22]
- [138] P. Hartman, W.G. Perdok. *Acta Cryst.*, **8**, 49 (1955). DOI: 10.1107/S0365110X55000121
- [139] W.W. Mullins. *Metal Surfaces: Structure, Energetics and Kinetics* (The American Society of Metals, Metals Park, OH, 1962)
- [140] B.-O. Jung, S.-Y. Bae, Y. Kato, M. Imura, D.-S. Lee, Y. Honda, H. Amano. *Cryst. Eng. Comm.*, **16**, 2273 (2014). DOI: 10.1039/C3CE42266F
- [141] M. Nami, R. Eller, S. Okur, A. Rishinaramangalam, S. Liu, I. Brener, D. Feezell. *Nanotechnology*, **28**, 025202 (2017). DOI: 10.1088/0957-4484/28/2/025202
- [142] C. Bayram, J.A. Ott, K.-T. Shiu, Ch.-W. Cheng, Y. Zhu, J. Kim, M. Razeghi, D.K. Sadana. *Adv. Funct. Mater.*, **24**(28), 4492 (2014). DOI: 10.1002/adfm.201304062
- [143] T. Narita, T. Hikosaka, Y. Honda, M. Yamaguchi, N. Sawaki. *Phys. Stat. Sol. C*, **0**(7), 2154 (2003). DOI: 10.1002/pssc.200303511
- [144] B. Mao, Sh. Xing, G. Zhao, L. Wang, N. Zhang, H. Du, G. Liu. *Semicond. Sci. Technol.*, **38**, 035014 (2023). DOI: 10.1088/1361-6641/acb6ad
- [145] S.C. Lee, Y.-B. Jiang, M.T. Durniak, T. Detchprohm, C. Wetzel, S.R.J. Brueck. *Cryst. Growth Des.*, **16**, 2183 (2016). DOI: 10.1021/acs.cgd.5b01845
- [146] R. Liu, R. Schaller, Ch.Q. Chen, C. Bayram. *ACS Photonics*, **5**(3), 955 (2018). DOI: 10.1021/acsphotonics.7b01231
- [147] S.C. Lee, Y.-B. Jiang, M. Durniak, C. Wetzel, S.R.J. Brueck. *Nanotechnology*, **30**, 025711 (2019). DOI: 10.1088/1361-6528/aae9a2
- [148] D.J. As, A. Richter, J. Bush, M. Lubbers, J. Mimkes, K. Lischka. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 13 (2000). DOI: 10.1557/PROC-639-G5.9
- [149] V.D.C. Garcia, I.E.O. Hinostraza, A.E. Echavarría, E.L. Luna, A.G. Rodriguez, M.A. Vidal. *J. Cryst. Growth*, **418**, 120 (2015). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2015.02.033
- [150] C.H. Wei, Z.Y. Xie, L.Y. Li, Q.M. Yu, J.H. Edgar. *J. Electron. Mater.*, **29**(3), 317 (2000). DOI: 10.1007/s11664-000-0070-z
- [151] C. Bayram, J.A. Ott, K.-T. Shiu, C.-W. Cheng, Y. Zhu, J. Kim, M. Razeghi, D.K. Sadana. *Adv. Funct. Mater.*, **24**(28), 4492 (2014). DOI: 10.1002/adfm.201304062
- [152] V. Bessolov, E. Konenkova, S. Konenkov, S. Rodin, N. Seredova. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1697**(1), 012099 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1697/1/012099
- [153] K.H. Plog, O. Brandt, H. Yang, B. Yang, A. Trampert. *J. Vac. Sci. Technol.*, **16**, 2229 (1998). DOI: 10.1116/1.590153
- [154] A.S. Bakri, N. Nayan, A.Sh.A. Bakar, M. Tahan, N.A. Raship, W.H.A. Majid, M.K. Ahmad, S.Ch. Fhong, M.Z. Sahdan, M.Y. Ahmad. *Intern. J. Nanoelectron. Mater.*, **13**(1), 199 (2020).
- [155] Y. Zhong, J. Zhang, Sh. Wu, L. Jia, X. Yang, Y. Liu, Y. Zhang, Q. Sun. *Fundamental Research*, **2**, 462 (2021). DOI: 10.1016/j.fmre.2021.11.028
- [156] Th.A. Tabbakh, D. Anandan, M.J. Sheldon, P. Tyagi, A. Alfaifi. *Recent Advancements in GaN LED Technology* (IntechOpen, 2022). DOI: 10.5772/intechopen.107365
- [157] J.W. Chung, J.-K. Lee, E.L. Piner, T. Palacios. *IEEE Electron Device Lett.*, **30**(10), 1015 (2009). DOI: 10.1109/led.2009.2027914
- [158] H. Furuya, N. Okada, K. Tadamoto. *Phys. Stat. Sol. C*, **9**, 568 (2012). DOI: 10.1002/pssc.201100352
- [159] H. Furuya, Y. Hashimoto, K. Yamane, N. Okada, K. Tadamoto. *J. Cryst. Growth*, **391**, 41 (2014). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2013.12.032
- [160] P. de Mierry, L. Kappei, F. Tendille, P. Vennegues, M. Leroux, J. Zuniga-Perez. *Phys. Stat. Sol. B*, **253**, 105 (2016). DOI: 10.1002/pssb.201552298
- [161] N. Okada, A. Kurisu, K. Murakami, K. Tadamoto. *Appl. Phys. Express*, **2**, 091001 (2009). DOI: 10.1143/apex.2.091001
- [162] F. Tendille, P. De Mierry, P. Vennégués, S. Chenot, M. Teisseire. *J. Cryst. Growth*, **404**, 177 (2014). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2014.07.020
- [163] N. Okada, K. Uchida, S. Miyoshi, K. Tadamoto. *Phys. Stat. Sol. A*, **209**, 469 (2012). DOI: 10.1002/pssa.201100385
- [164] K. Ding, V. Avrutin, N. Izyumskaya, S. Metzner, F. Bertram, J. Christen, U. Ozgur, H. Morkoc. *Proc. SPIE*, 10532, Gallium Nitride Materials and Devices XIII, 1053208 (2018). DOI: 10.1117/12.2291281
- [165] T. Hikosaka, T. Tanikawa, Y. Honda, M. Yamaguchi, N. Sawaki. *Phys. Status Solidi C*, **5**, 2234 (2008). DOI: 10.1002/pssc.200779236
- [166] T. Murase, T. Tanikawa, Y. Honda, M. Yamaguchi, H. Amano. *Phys. Status Solidi C*, **8**(7–8), 2160 (2011). DOI: 10.1002/pssc.201000990
- [167] T. Tanikawa, T. Sano, M. Kushimoto, Y. Honda, M. Yamaguchi, H. Amano. *Japanese Journal of Applied Physics*, **52**, 08JC05 (2013). DOI: 10.7567/JJAP.52.08JC05
- [168] M. Kushimoto, T. Tanikawa, Y. Honda, H. Amano. *Appl. Phys. Express*, **8**, 022702 (2015). DOI: 10.7567/APEX.8.022702
- [169] B. Reuters, J. Strate, A. Wille, M. Marx, G. Lüken, L. Heuken, M. Heuken, H. Kalisch, A. Vescan. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **48**, 485103 (2015). DOI: 10.1088/0022-3727/48/48/485103
- [170] S. Shen, X. Zhao, X.Yu, C. Zhu, J. Bai, T. Wang. *Phys. Status Solidi A*, **217**, 1900654 (2020). DOI: 10.1002/pssa.201900654
- [171] X. Yu, Y. Hou, S. Shen, J. Bai, Y. Gong, Y. Zhang, T. Wang. *Phys. Status Solidi C*, **13**(5–6), 190 (2016). DOI: 10.1002/pssc.201510209
- [172] X. Zhao, K. Huang, J. Bruckbauer, S. Shen, C. Zhu, P. Fletcher, P. Feng, Y. Cai, J. Bai, C. Trager-Cowan, R.W. Martin, T. Wang. *Scientific Reports*, **10**, 12650 (2020). DOI: 10.1038/s41598-020-69609-4

- [173] В.Н. Бессолов, М.Е. Компан, Е.В. Коненкова, В.Н. Пантелеев, С.Н. Родин, М.П. Щеглов. Письма в ЖТФ, **45** (11), 3 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.11.47813.17756 [V.N. Bessolov, M.E. Kompan, E.V. Konenkova, V.N. Panteleev, S.N. Rodin, M.P. Shcheglov. Tech. Phys. Lett., **45** (6), 529 (2019). DOI: 10.1134/S106378501906004X]
- [174] B. Wannous, P.-M. Coulon, L. Dupré, F. Rol, N. Rochat, J. Zuniga-Perez, P. Vennégués, G. Feuillet, F. Templier. Phys. Status Solidi B, 2200582 (2023). DOI: 10.1002/pssb.202200582
- [175] Y. Wu, Y. Xiao, I. Navid, K. Sun, Y. Malhotra, P. Wang, D. Wang, Y. Xu, A. Pandey, M. Reddeppa, W. Shin, J. Liu, J. Min, Z. Mi. Light Sci. Appl., **11**, 294 (2022). DOI: 10.1038/s41377-022-00985-4
- [176] M. Feng, Z. Li, J. Wang, R. Zhou, Q. Sun, X. Sun, D. Li, H. Gao, Y. Zhou, Sh. Zhang, D. Li, L. Zhang, J. Liu, H.-B. Wang, M. Ikeda, X. Zheng, H. Yang. ACS Photonics, **5**(3), 699 (2018). DOI: 10.1021/acsp Photonics.7b01215