КРИСТАЛЛОГРАФИЯ, 2024, том 69, № 1, с. 91–98

ПОВЕРХНОСТЬ, ТОНКИЕ ПЛЕНКИ

УДК 538.975

К 300-летию Санкт-Петербургского государственного университета

СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ТОНКИХ ПЛЕНОК НИТРИДА АЛЮМИНИЯ НА КРЕМНИИ

© 2024 г. Н. В. Базлов[1,2,*], О. Ф. Вывенко[1], Н. В. Ниязова[2], И. М. Котина[2], М. В. Трушин[2], А. С. Бондаренко[1]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

[2]*Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Санкт-Петербург, Россия*

**E-mail: nikolay.bazlov@gmail.com*

Поступила в редакцию 08.06.2023 г.
После доработки 08.06.2023 г.
Принята к публикации 27.06.2023 г.

Пленки нитрида алюминия синтезированы с помощью метода реактивного магнетронного напыления на кремниевых подложках *n*-Si (100). Слои AlN толщиной от 2 до 150 нм получены с целью установления корреляции между строением пленок и их электропроводностью. С помощью электронной микроскопии установлено, что по мере удаления от поверхности подложки аморфное строение пленки переходило к нанокристаллическому. Пленки с толщинами до 20 нм имели высокую проводимость до 10 (Ом·см)$^{-1}$, при увеличении толщины проводимость резко падала до 10^{-7} (Ом·см)$^{-1}$. Предполагается, что высокая проводимость тонких слоев AlN обусловлена высокой плотностью границ зерен, встроенных в аморфную матрицу.

DOI: 10.31857/S0023476124010136, **EDN:** svbvme

ВВЕДЕНИЕ

Поверхностно-барьерные кремниевые детекторы ядерных излучений на основе барьеров Шоттки Al–(*p*-Si) характеризуются изменчивостью рабочих параметров в процессе эксплуатации. Одно из возможных решений этой проблемы заключается во введении туннельно-прозрачного слоя нитрида алюминия (AlN) между металлическим контактом и полупроводником [1, 2]. Результаты [1] показали, что структуры металл–AlN–(*p*-Si) обладают лучшей временной стабильностью и меньшими обратными токами по сравнению с барьерами Шоттки. Вместе с тем природа состояний на границе раздела фаз AlN–(*p*-Si) и механизмы токопереноса в пленке AlN, которые ответственны за потери заряда и уровень низкочастотного шума в детекторе, изучены еще недостаточно для выработки рекомендаций по оптимизации технологий производства указанных структур.

Важным условием технологии создания подобных структур является достаточно низкая температура подложки, при которой не происходит возникновения в ней термодефектов и диффузии примесных атомов через межфазные границы. Выполнение этого условия может быть достигнуто с помощью метода реактивного магнетронного напыления (**РМН**). Существует ряд работ, посвященных исследованиям условий роста пленок AlN на поверхности кремниевых подложек с помощью метода РМН. Обычно такие пленки получаются нанокристаллическими со структурой вюрцита, имеют высокую плотность и хорошо развитую столбчатую структуру с диаметром зерен от единиц до нескольких десятков нанометров. В соответствии с общепринятой точкой зрения для роста ориентированной пленки необходима высокая мобильность адатомов, которые, обладая достаточной кинетической энергией, могут располагаться в термодинамически равновесных узлах [3–7]. Мобильность адатомов обеспечивается высокой температурой подложки и передачей энергии от атомов и ионов, оседающих на поверхность. При низкой температуре подложки и сравнительно низком предварительном вакууме в камере, часто обусловленных особенностями технологии, наблюдаются потери качества выращенных пленок AlN. Это обнаруживается в уменьшении ориентационной упорядоченности гранул и появлении аморфного слоя между подложкой и объемом пленки [8–11]. Как установлено в [12], аморфный слой нитрида алюминия толщиной в несколько нанометров может возникать при низких

температурах подложки даже при предварительной откачке камеры до сверхвысокого вакуума. При низких энергиях адатомов образование аморфного слоя облегчает сопряжение решеток подложки и нанокристаллической пленки. Корректный выбор величины рабочего давления в камере, состава газовой смеси, расстояния от магнетрона до подложки и его мощности может компенсировать эффект низкой температуры подложки и обеспечить напыление высококачественных нанокристаллических пленок AlN [7]. Как следует из результатов [4–6, 9, 11, 13–17], для стандартных РМН-систем существует широкий диапазон параметров, когда рост происходит в близких к термодинамически равновесным условиях, и *c*-ось напыленных пленок AlN оказывается перпендикулярной к поверхности подложки независимо от ее типа. Оценки оптимальных величин указанных параметров были установлены в [3–6, 10, 13–16, 18, 19].

Однако основной причиной возникновения аморфного слоя при росте AlN-пленок в вакуумных камерах стандартных РМН-систем является присутствие остаточного кислорода [9, 16]. Кислород обладает много большей химической активностью при соединении с алюминием, чем азот. Изменения свободных энергий Гиббса реакций образования AlN и Al_2O_3 составляют –253 и –1480 кДж/моль [9] соответственно, что делает образование оксида намного более предпочтительным, чем нитрида. Изменения химического состава и текстуры пленок AlN с расстоянием от поверхности подложки исследовались в [9, 20], где авторы пришли к заключению, что эти изменения являются результатом уменьшения влияния подложки и уменьшения давления остаточного кислорода по мере роста пленки. Как отмечено в [21], изменение содержания кислорода в AlN-пленке может оказывать заметное влияние на ее электрические свойства, в частности электропроводность.

Известны лишь несколько работ [21–24], где приведены результаты оценок величины электропроводности AlN-пленок, напыленных на кремниевые подложки. Эти результаты свидетельствуют о том, что полученные методом РМН пленки AlN с толщинами, превышающими сотни нанометров, являются изолирующими и могут быть использованы в качестве подзатворного диэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью. Сведения о проводимости более тонких слоев AlN на кремнии, на текстуре и химическом составе которых эффект остаточного кислорода сказывается наиболее сильно, в настоящее время в литературе отсутствуют.

В данной работе пленки нитрида алюминия синтезировали с помощью метода РМН на кремниевых подложках в условиях, близких к оптимальным [4–6, 15, 16]. Слои AlN толщиной от 2 до 150 нм были получены с целью установления корреляции между строением пленок и их электропроводностью. Морфологию и структуру пленок анализировали с помощью сканирующего электронного микроскопа (**СЭМ**) и просвечивающего электронного микроскопа (**ПЭМ**). Для минимизации величины объемного сопротивления создаваемых структур и устранения приповерхностного компенсированного слоя, возникающего в *p*-Si в результате травления в кислоте факторов, затрудняющих измерения электропроводности пленок, подложки вырезали из пластины низкоомного *n*-Si. Величину электрической проводимости пленок оценивали по вольт-амперным характеристикам (**ВАХ**) структур металл–диэлектрик–полупроводник (**МДП**) Au–AlN–(*n*-Si).

ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Для синтеза пленок AlN использовали вакуумную систему TORR (TORR International, INC) с магнетроном, работающим на переменном токе с частотой 13.56 МГц и установленной мощностью 150 Вт. Была использована газовая смесь азота и аргона с чистотой 99.9999 и 99.998% соответственно. Парциальные давления газов были равны $2.5\cdot10^{-3}$ торр для азота и $3.0\cdot10^{-3}$ торр для аргона и поддерживались автоматически с помощью натекательных клапанов. Диаметр алюминиевой мишени составлял 50.8 мм, чистота – 99.9999%. Расстояние между мишенью и подложкой в процессе напыления было равно 50 мм. Кремниевые подложки располагались на держателе нормально к потоку плазмы. В процессе напыления температура держателя поддерживалась равной 250°C. Толщину пленок измеряли с помощью откалиброванного пьезоэлектрического сенсора, а затем контролировали с помощью электронного микроскопа.

Подложки для напыления вырезали из пластины вырожденного кремния *n*-типа с верхним эпитаксиальным слоем умеренного легирования. Толщины пластины и эпитаксиального слоя *n*-Si (100) составляли 650 и 5 мкм, величины их удельных сопротивлений – 0.025 и 5 Ом·см соответственно. Перед напылением для удаления естественного оксида подложки травили в водном растворе плавиковой кислоты ($HF:H_2O$ = 1:10) в течение 1 мин при комнатной температуре. После травления подложки устанавливали в вакуумную камеру на подвижный держатель, удаленный от магнетрона и закрытый заслонкой. Для удаления молекул адсорбированных газов и воды с поверхности подложки выдерживали в вакууме ($1\cdot10^{-5}$ торр) при температуре 500°C в течение 30 мин. Затем температура держателя опускалась до 250°C. Для очистки поверхности алюминиевой мишени включали поток аргона, соответствующий давлению $1.2\cdot10^{-2}$ торр, и запускали магнетрон на мощности 150 Вт. После пятиминутной очистки мишени включали поток азота, соответствующий

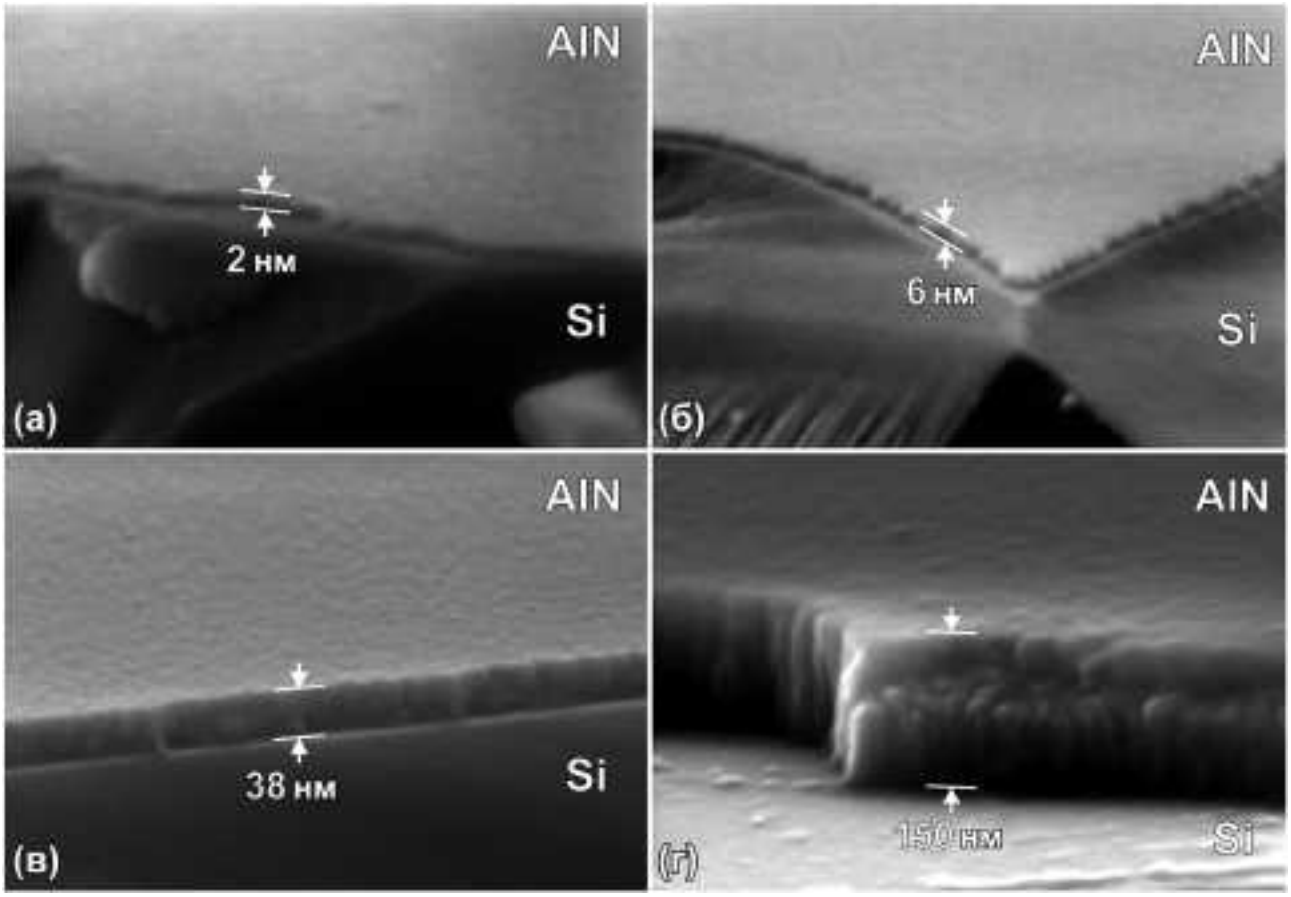

Рис. 1. СЭМ-изображения пленок AlN, выращенных методом РМН на подложках *n*-Si (001). Пленки толщиной 2 (а) и 6 нм (б) сплошные аморфные с нанокристаллическими вкраплениями. Пленки толщиной 38 (в) и 150 нм (г) нанокристаллические со столбчатой текстурой.

давлению $2.5 \cdot 10^{-3}$ торр, и уменьшали парциальное давление аргона до $3 \cdot 10^{-3}$ торр. Через время, необходимое для установления стационарной скорости напыления на уровне 0.4 А/с, держатель с подложкой перемещали к магнетрону и открывали заслонку. Когда толщина пленки достигала установленного значения, выключали магнетрон, прекращали подачу газов, и приготовленный образец выдерживали в вакууме в течение 15 мин при температуре 250°С.

Для формирования МДП-структур на поверхности приготовленных AlN-пленок напыляли золотые контакты диаметром 1.5 мм и толщиной 50 нм. На тыльную сторону подложек наносили омические контакты с помощью галлий-алюминиевой эвтектики. Описанным выше способом был приготовлен ряд Au–AlN–(*n*-Si)-структур с разными толщинами пленок от 2 до 150 нм. Кроме того, из той же кремниевой пластины был приготовлен исходный диод Au–(*n*-Si) для измерения величины сопротивления базы.

Для исследования микроструктуры в ПЭМ дополнительно из образца с толщиной пленки AlN 120 нм вырезали ламель размером 500 × 500 × × 50 нм^3.

Морфологию и микроструктуру напыленных пленок анализировали с помощью СЭМ Merlin (CarlZeiss) и ПЭМ Libra 200 (CarlZeiss). ВАХ приготовленных МДП-структур измеряли с помощью электрометра Keithley 6517B.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Морфология и микроструктура пленок. На рис. 1 показаны типичные СЭМ-изображения поверхностей образцов с толщинами пленок AlN, равными 2, 6, 38 и 150 нм. Все напыленные пленки вплоть до толщины 2 нм были сплошными. Как следует из приведенных снимков, морфология и текстура пленок изменялись с изменением их толщины. Основную часть объема наиболее тонких пленок занимала аморфная фаза (рис. 1а, 1б). Нанокристаллические зерна, распределенные в ней, имели размер, примерно равный толщине пленки. С увеличением толщины размер гранул возрастал,

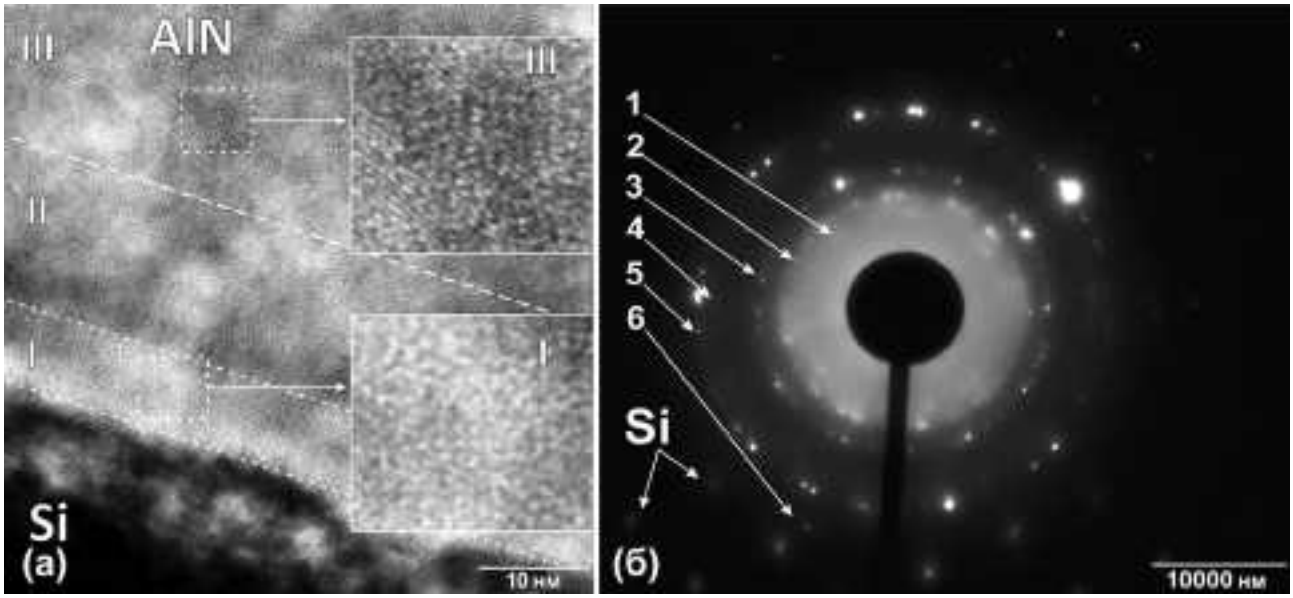

Рис. 2. Поперечное изображение образца с пленкой AlN толщиной 120 нм, полученное с помощью ПЭМ на ламели толщиной 50 нм. Ускоряющее напряжение – 200 кВ. Пунктирными линиями выделены: аморфный слой I, расположенный у поверхности подложки, переходный слой II с аморфной и нанокристаллической фазами и нанокристаллический слой III (а). Картина электронной дифракции, полученная на ламели. Светлый диск в центральной части связан с присутствием аморфной фазы в пленке. Цифрами 1–6 обозначены концентрические окружности с дифракционными максимумами, обусловленными отражением от семейств кристаллографических плоскостей. Дифракционные максимумы, вызванные кремниевой подложкой, наблюдаются в левом нижнем углу рисунка (б).

уменьшался объем аморфного материала между ними, и у пленки появлялась столбчатая текстура (рис. 1в, 1г). Как видно на рис. 1г, в более толстых пленках с удалением от поверхности подложки поперечный размер гранул возрастал от единиц до десятков нанометров.

Изменения строения пленки с расстоянием от кремниевой подложки можно наблюдать на изображении поперечного сечения образца, полученном на ламели с помощью ПЭМ (рис. 2а). У поверхности кремния можно выделить аморфный слой I толщиной ~10 нм с редкими нанокристаллическими зернами размером ~5 нм. С увеличением расстояния от подложки плотность расположения зерен возрастает. В слое II объемы аморфной и кристаллической фаз оказываются сравнимыми, размер зерен увеличивается до 10 нм. В слое III на расстояниях от поверхности подложки, превышающих 30 нм, нанокристаллическая фаза занимает весь объем пленки, размер зерен при этом возрастает до 20–50 нм.

На рис. 2б представлена картина дифракции электронов, полученная с помощью ПЭМ на ламели. На снимке выделяются центральный белый диск и дифракционные максимумы, располагающиеся на концентрических окружностях. Обычно такая картина наблюдается, когда исследуемый объем состоит как из аморфных, так и кристаллических областей с разориентацией зерен друг относительно друга.

Измеренные величины диаметров дифракционных колец, расстояния от образца до регистрирующей камеры и заданная длина волны электронов λ позволяют оценить величины межплоскостных расстояний в нанокристаллах с помощью формулы Вульфа–Брэгга: $2d\sin\theta = \lambda n$, где d – межплоскостное расстояние, θ – угол дифракции, n – порядок дифракции. Результаты этих оценок представлены в табл. 1, из которой следует, что кольца с номерами 2 и 5 с высокой точностью соответствуют вторым порядкам дифракции от плоскостей (0001) и (100) монокристаллов AlN со структурой вюрцита [25]. Кольца 1 и 6 могут быть вызваны дифракцией от семейства плоскостей (1210) кристаллического AlN. Однако маловероятно, чтобы кольца 3 и 4 были обусловлены дифракцией от кристалла AlN. В соответствии с [26] полученные величины отношений d/n могут возникать при дифракции от плоскостей (001), (110) и (120) кубического оксинитрида алюминия AlON. Высокое содержание кислорода в напыленных пленках было зарегистрировано с помощью рентгеновского микроанализа (СЭМ-EDS). Установлено, что наибольшая концентрация кислорода находится в аморфном слое I (рис. 2), состав которого близок к оксиду алюминия Al_2O_3.

Таблица 1. Вычисленные значения d/n для дифракционных колец на рис. 2б

Кольцо	d/n, Å	n	Параметры решетки, Å	Вещество	Плоскость	D,%
1	2.91	1	$a = 3.11$	AlN	$(1\bar{2}10)$	7
2	2.49	2	$c = 4.98$	AlN	(0001)	1
3	1.93	4	$a = 7.94$	AlON	(001)	3
		3	$\frac{a\sqrt{2}}{2} = 5.61$	AlON	(110)	4
4	1.76	2	$\frac{a\sqrt{2}}{3} = 3.73$	AlON	$(\bar{1}20)$	6
5	1.75	2	$\frac{a\sqrt{5}}{2} = 3.48$	AlN	$(10\bar{1}0)$	1
6	1.48	2	$a = 3.11$	AlN	$(1\bar{2}10)$	5

Примечание. Показаны относительные отклонения D полученных величин межплоскостных расстояний от параметров решеток монокристаллов AlN (вюрцит) [25] и AlON (кубический) [26]. Пояснения в тексте.

Результаты электрических измерений. Для оценки величины электропроводности напыленных пленок AlN были измерены ВАХ структур Au–AlN–(n-Si). При больших прямых напряжениях область пространственного заряда в полупроводнике отсутствует, и величина тока обусловливается последовательным сопротивлением структуры, состоящим из сопротивления полупроводниковой подложки и сопротивления пленки. Величина последовательного сопротивления может быть определена по наклону ВАХ в этой области характеристики. Как следует из полученных данных, сопротивление даже самых тонких пленок было в десятки раз больше сопротивления кремниевой подложки. Таким образом, вид прямых ветвей ВАХ исследуемых образцов в области больших прямых напряжений обусловливался величиной сопротивления пленок AlN.

На рис. 3 приведены прямые ветви ВАХ ряда исследованных образцов с толщинами пленок AlN от 2 до 110 нм. Как следует из графиков, с увеличением толщины свыше 10 нм наблюдается резкое уменьшение величин прямых токов через структуры. Выделяются три группы кривых, примерно соответствующих I, II и III интервалам толщин 2–10, 25–35 и 55–110 нм соответственно (рис. 2а).

На рис. 4 представлены рассчитанные из ВАХ зависимости величин проводимости структур G от напряжения U: $G(U) = dI/dU$. Как видно из рисунка, с возрастанием напряжения проводимость каждого образца увеличивается и достигает величины,

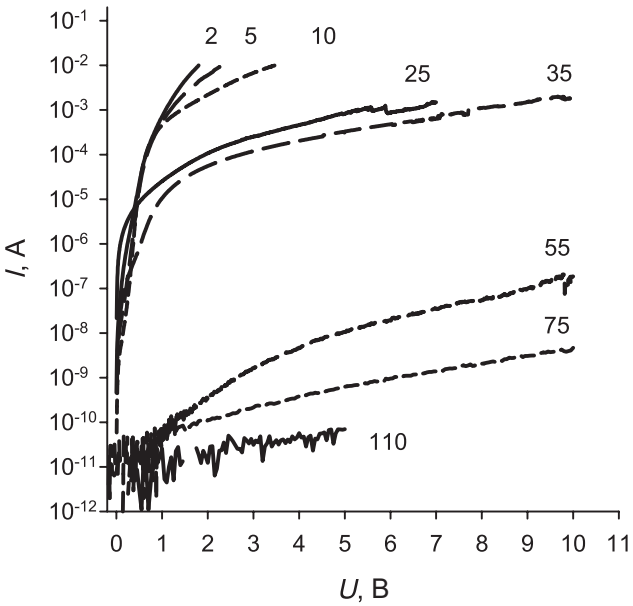

Рис. 3. Прямые ветви ВАХ структур Au–AlN–(n-Si). Толщина пленки AlN (в нм) указана рядом с соответствующими кривыми. Температура 294 K.

практически не изменяющейся при дальнейшем росте напряжения. В соответствии с приведенными выше соображениями эти значения проводимости образцов были использованы для вычисления величин удельной проводимости напыленных пленок AlN.

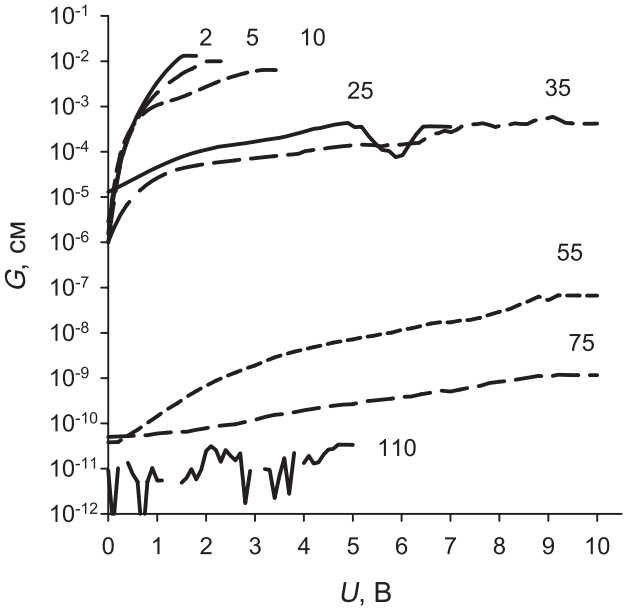

Рис. 4. Зависимости проводимости от напряжения для структур Au–AlN–(*n*-Si) с разными толщинами пленок AlN, вычисленные из прямых ветвей ВАХ.

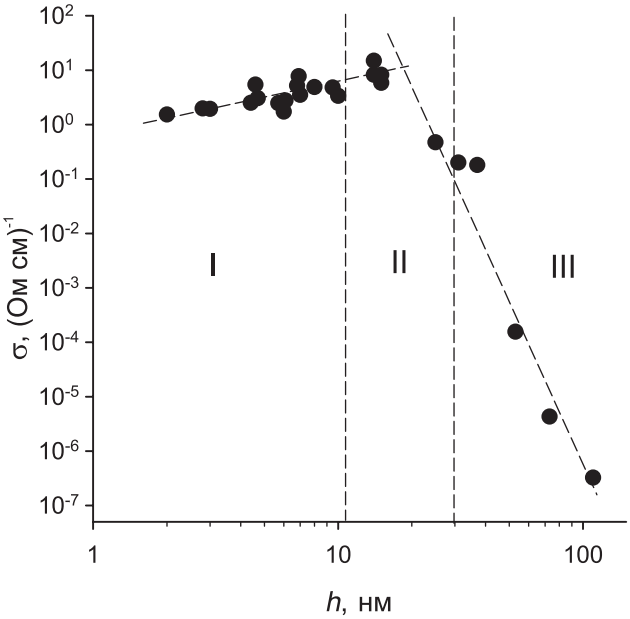

Рис. 5. Зависимость величины удельной проводимости от толщины напыленных пленок AlN. Температура 294 K. Показаны области I, II, III, соответствующие слоям на рис. 2а. Пунктирными линиями показан ход зависимости σ(*h*) при толщинах, меньших и больших 20 нм.

На рис. 5 приведена зависимость рассчитанной величины удельной проводимости σ напыленных пленок AlN от их толщины *h*: $\sigma = Gh/S$, где S – площадь контакта. Как видно из рисунка, пленки с толщиной в несколько нанометров имели довольно высокую проводимость при комнатной температуре. Проводимость почти линейно росла с увеличением толщины: от 1.5 $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ для $h = 2$ нм до 10 $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ для $h = 15$ нм. Однако при дальнейшем росте толщины удельная проводимость пленок резко падала, и при $h = 110$ нм ее величина была $\sim 3\cdot 10^{-7}$ $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$. Излом характеристики располагался в области II при толщинах ~20 нм.

ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты, полученные с помощью электронной микроскопии, показали, что напыленные пленки AlN содержали как кристаллический, так и аморфный материал. Основная часть аморфной фазы была сосредоточена в тонком слое I, прилегающем к поверхности подложки. Как отмечалось выше, причиной появления аморфного слоя, по-видимому, являлось присутствие остаточного кислорода в вакуумной камере [9, 16]. Высокая концентрация кислорода в начальных слоях напыляемой пленки могла быть причиной их аморфизации [27, 28]. По мере того как остаточный кислород расходовался при геттерировании распыляемым алюминием, в пленке появлялось все большее количество гранул AlN. Вначале образовывались сравнительно редко расположенные случайно ориентированные зерна в аморфном слое I. Постепенно их плотность расположения в аморфной матрице и размер возрастали (слой II). При дальнейшем падении концентрации кислорода аморфная фаза исчезала, и начинался рост ориентированной нанокристаллической пленки AlN (слой III). Наблюдаемая последовательность слоев в поперечном сечении пленки на рис. 2а соответствует данным [9, 20], где представлены подобные снимки и приведены схематические модели роста пленок AlN при магнетронном напылении. В [27] приведены оценки величины концентрации кислорода в пленке AlN, когда наблюдаются описанные выше изменения ее морфологии и структуры. При содержании кислорода более 50% материал пленки становится аморфным, при 30% появляются короткие стержни толщиной 5 нм, при 15% начинает образовываться столбчатая текстура с большим количеством дефектов и толщиной гранул ~10 нм, при содержании кислорода менее 5% гранулы выпрямляются, и их толщина увеличивается до 30 нм. Это также соответствует результатам [29], где показано, что размер зерен AlN увеличивается с уменьшением содержания кислорода в пленке.

Отметим, что десорбция со стенок камеры частично восполняет потери кислорода из-за гет-

терирования. Этот эффект может быть причиной заметного содержания кислорода во всех слоях пленки. На дифракционной картине (рис. 2б) присутствуют кольца, соответствующие кубической фазе AlON. Однако в [27] показано, что присутствие в пленке AlN кислорода (вплоть до 30% концентрации) не приводит к образованию ни кристаллической, ни аморфной фазы AlON. Регистрируется только кристаллическая фаза AlN со структурой вюрцита. Это противоречие требует дополнительных исследований структуры пленок AlN, получаемых методом РМН.

Влияние кислорода на кристаллическую структуру монокристаллов AlN исследовалось в [30–36], где было установлено, что при концентрациях ниже 1% кислород является примесью замещения. При замещении азота кислородом для сохранения зарядового баланса в решетке образуются вакансии алюминия, которые совместно с атомами кислорода становятся коррелированными точечными дефектами [30–32]. Когда концентрация повышается до 6%, алюминий, кислород и азот создают октаэдрические включения, которые оказываются структурными единицами планарных дефектов – инверсионных доменных стенок (**ИДС**), разделяющих домены с зеркально симметричной структурой [33–36]. Обычно ИДС лежат в базисной плоскости, но могут искривляться и переходить в призматические плоскости решетки вюрцита. ИДС представляют собой протяженные дефекты решетки [34–36]. Именно дефекты такого типа (ИДС совместно с границами зерен) могут быть ответственны за более высокую электропроводность поликристаллических образцов по сравнению с монокристаллами [37, 38].

Для исследованных в настоящей работе пленок AlN с толщинами, меньшими 20 нм, характерно высокое содержание кислорода и, как следствие, малый размер кристаллических зерен и большая плотность их границ. Этим могут объясняться полученные высокие значения их проводимости (рис. 5). В [39] была обнаружена повышенная проводимость по границам зерен в поликристаллических нелегированных пленках алмаза. Исследования температурной и частотных зависимостей проводимости позволили заключить, что перенос носителей заряда осуществлялся с помощью прыжкового механизма, который реализуется при высокой плотности электронных состояний на границах. В [40] с помощью сканирующей туннельной микроскопии была зафиксирована высокая плотность тока на границах зерен в нанокристаллических пленках $HfSi_xO_y$ и ZrO_2, значительно превышающая плотность тока в объеме.

Следуя сказанному выше, можно предположить, что рост величины проводимости на начальном участке кривой (рис. 5) при толщинах от 2 до 20 нм может быть обусловлен увеличением плотности границ зерен из-за увеличения количества гранул и их более тесного расположения в аморфной матрице по мере расходования кислорода в камере. При малых толщинах пленки многие гранулы прорастают от подложки до ее поверхности, и токоперенос может осуществляться беспрепятственно вдоль их границ. При дальнейшем уменьшении концентрации кислорода размер кристаллических зерен начинает увеличиваться, они занимают весь объем пленки, и плотность границ начинает падать. Таким образом, справа от точки максимума на кривой зависимости проводимости от толщины (рис. 5) располагается зона нанокристаллического роста пленки, а слева – зона смешанного роста (аморфного и нанокристаллического).

Отметим, что в пленке AlN толщиной 150 нм (рис. 1г) многие гранулы не пронизывают ее насквозь, упираясь в границы последующих зерен. При протекании тока через такую среду носители заряда будут вынуждены преодолевать барьеры, существующие на границах зерен, что значительно увеличивает электрическое сопротивление пленки [37]. Высокая плотность электронных состояний на границах зерен [37, 38] может приводить к захвату свободных носителей заряда и проявляться в виде повышенного уровня потерь заряда и шума в МДП-структуре, содержащей нанокристаллическую пленку.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Пленки AlN, напыленные методом РМН на кремниевые подложки, содержали как кристаллический, так и аморфный материал. Основная часть аморфной фазы была сосредоточена в тонком слое до 10 нм толщиной, прилегающем к поверхности подложки. Причиной появления аморфного слоя, как полагается, являлось присутствие остаточного кислорода в вакуумной камере. По мере расходования кислорода из-за геттерирования распыляемым алюминием строение пленки переходило от аморфного к нанокристаллическому. Пленки AlN толщиной до 20 нм обладали высокой проводимостью до 10 $(Ом\cdot см)^{-1}$, что, по-видимому, было обусловлено высокой плотностью границ зерен, встроенных в аморфную матрицу. При увеличении толщины свыше 20 нм проводимость пленок резко падала до значений $\sim 10^{-7}$ $(Ом\cdot см)^{-1}$, следуя за уменьшением плотности границ зерен. Для установления механизма токопереноса в полученных пленках AlN необходимы дополнительные измерения зависимостей их электропроводности от температуры и величины электрического поля. Отдельные исследования требуются для установления влияния типа проводимости подложки на величину проводимости AlN-пленок с толщинами в несколько нанометров, когда эффект подложки может быть наиболее значителен.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Междисциплинарного ресурсного центра по

направлению “Нанотехнологии” СПбГУ за помощь в проведении исследований морфологии и структуры образцов на СЭМ и ПЭМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Иванов А.М., Строкан Н.Б., Котина И.М. и др.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. № 10. С. 41.
2. *Иванов А.М., Котина И.М., Ласаков М.С. и др.* // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44. № 8. С. 1064.
3. *Hwan-Chul Lee, Guen-Hong Kimb, Soon-Ku Hong et al.* // Thin Solid Films.1995. V. 261. P. 148.
4. *Oliveira I.C., Grigorov K.G., Maciel H.S. et al.* // Vacuum. 2004. V. 75. P. 331. http://dx.doi.org/10.1016/j.vacuum.2004.04.001
5. *Tilo P. Drusedau, Jurgen Blasing* // Thin Solid Films. 2000.V. 377–378. P. 27.
6. *Clement M., Iborra E., Sangrador J. et al.* // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 1495. http://dx.doi.org/10.1063/1.1587267
7. *Signore M.A., Bellini E., Taurino A. et al.* // J. Phys. Chem. Solids. 2013. V. 74. P. 1444. http://dx.doi.org/10.1016/j.jpcs.2013.05.003
8. *Jae Hyoung Choi, Jeong Yong Lee, Jin Hyeok Kim* // Thin Solid Films. 2001. V. 384. P. 166.
9. *Bing-Hwai Hwang, Chi-Shan Chen, Hong-Yang Lu, Tzu-Chien Hsu* // Mater. Sci. Eng. A. 2002. V. 325. P. 380.
10. *Wen-Jen Liu, Shih-Jeh Wu, Chih-Min Chen et al.* // J. Cryst. Growth. 2005. V. 276. P. 525. http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2004.11.421
11. *Zhang J.X., Chen Y.Z., Cheng H. et al.* // Thin Solid Films. 2005. V. 471. P. 336. http://dx.doi.org/10.1016/j.tsf.2004.06.161
12. *Auner G.W., Jin F., Naik V.M., Naik R.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 7879. https://doi.org/10.1063/1.370600
13. *Ishihara M., Li S.J., Yumoto H. et al.* // Thin Solid Films. 1998. V. 316. P. 152.
14. *Adam T., Kolodzey J., Swann C.P. et al.* // Appl. Surf. Sci. 2001. V. 175–176. P. 428.
15. *Iriarte G.F., Engelmark F., Katardjiev I.V.* // J. Mater. Res. 2002. V. 17. № 6. P. 1469.
16. *Brien V., Pigeat P.* // J. Cryst. Growth. 2007. V. 299. P. 189. http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2006.10.238
17. *Yarar E., Hrkac V., Zamponi C. et al.* // AIP Adv. 2016. V. 6. P. 075115. https://doi.org/10.1063/1.4959895
18. *Xiao-Hong Xu, Hai-Shun Wu, Cong-Jie Zhang, Zhi-HaoJin* // Thin Solid Films. 2001. V. 388. P. 62.
19. *Liu H.Y., Tang G.S., Zeng F., Pan F.* // J. Cryst. Growth. 2013. V. 363. P. 80. http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2012.10.008
20. *Wen-Jen Liu, Shih-Jeh Wu, Chih-Min Chen et al.* // J. Cryst. Growth. 2005. V. 276. P. 525. http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2004.11.421
21. *Signore M.A., Taurino A., Valerini D. et al.* // J. Alloys Compd. 2015. V. 649. P. 1267. http://dx.doi.org/10.1016/j.jallcom.2015.05.289
22. *Fathimulla A., Lakhani A.A.* // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 4586. http://dx.doi.org/10.1063/1.332661
23. *Elmazria O., Assouar M.B., Renard P., Alnot P.* // Phys. Status. Solidi. A. 2003. V. 196. № 2. P. 416. http://dx.doi.org/10.1002/pssa.200306446
24. *Schmidt R., Mayrhofer P., Schmid U., Bittner* A. // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. P. 084501. https://doi.org/10.1063/1.5050181
25. Powder Diffraction File, JCPDS International Centre for Diffraction Data. PA. 1998. https://www.icdd.com/pdfsearch/
26. *Corbin N.D.* // J. Eur. Cer. Soc. 1989. V. 5. P. 143.
27. *Brien V., Pigeat P.* // J. Cryst. Growth. 2008. V. 310. P. 3890. http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2008.06.021
28. *Von Richthofen A., Domnick R.* // Thin Solid Films. 1996. V. 283. P. 37.
29. *Vergara L., Clement M., Iborra E. et al.* // Diam. Relat. Mater. 2004. V. 13. P. 839. http://dx.doi.org/10.1016/j.diamond.2003.10.063
30. *Slack G.A.* // J. Phys. Chem. Solids. 1973. V. 34. P. 321.
31. *Slack G.A., Tanzilli R.A., Pohl R.O., Vandersande J.W.* // J. Phys. Chem. Solids. V. 48. № 7. P. 641.
32. *Slack G.A., Schowalter L.J., Morelli D., Freitas Jr. J.A.* // J. Cryst. Growth. 2002. V. 246. P. 287.
33. *Harris J.H., Youngman R.A., Teller R.G.* // J. Mater. Res. 1990. V. 5. № 8. P. 1763. https://doi.org/10.1557/JMR.1990.1763
34. *Westwood A.D., Youngman R.A., McCartney M.R. et al.* // J. Mater. Res. 1995. V. 10. № 5. P. 1270. https://doi.org/10.1557/JMR.1995.1270
35. *Westwood A.D., Youngman R.A., McCartney M.R. et al.* // J. Mater. Res. 1995. V. 10. № 5. P. 1287. https://doi.org/10.1557/JMR.1995.1287
36. *Westwood A.D., Youngman R.A., McCartney M.R. et al.* // J. Mater. Res. 1995. V. 10. № 10. P. 2573. https://doi.org/10.1557/JMR.1995.2573
37. *Matare H.F.* // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. P. 2605. https://doi.org/10.1063/1.333793
38. *Matare H.F.* // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. P. 97. https://doi.org/10.1063/1.336846
39. *Fiegl B., Kuhnett R., Ben-Chorin M., Koch F.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. P. 371. https://doi.org/10.1063/1.112379
40. *Yanev V., Rommel M., Lemberger M. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 252910. https://doi.org/10.1063/1.2953068