

ЭПИТАКСИАЛЬНЫЙ КАРБИД КРЕМНИЯ НА КРЕМНИИ. МЕТОД СОГЛАСОВАННОГО ЗАМЕЩЕНИЯ АТОМОВ (ОБЗОР)

© 2022 г. С. А. Кукушкин*, А. В. Осипов

*Институт проблем машиноведения Российской академии наук, ул. Большой пр. В.О. 61,
Санкт-Петербург, 199178 Россия
e-mail: sergey.a.kukushkin@gmail.com

Поступило в редакцию 7 февраля 2022 г.
После доработки 7 февраля 2022 г.
Принято к печати 10 марта 2022 г.

Приведен обзор достижений в области роста эпитаксиальных пленок SiC на Si. Описаны все основные классические методы выращивания пленок на SiC на Si, использующиеся в настоящее время. Проанализированы их достоинства и недостатки. Изложена основная идея и теория нового метода синтеза эпитаксиальных пленок SiC на Si. Метод назван методом самосогласованного замещения атомов. В процессе согласованного замещения атомов происходит «схлопывание» исходной решетки материала Si с параметром решетки 0.543 нм в кубическую решетку SiC с параметром 0.435 нм. Удивительной особенностью данного метода роста SiC является то, что на границе раздела SiC/Si при данном методе роста возникает интерфейсный слой толщиной несколько нанометров с нестандартными оптическими и электрофизическими свойствами. Необычные свойства вызваны схлопыванием (усадкой) материала, при котором карбид кремния, как новая фаза, отделяется от кремниевой матрицы. Кремний подвергается аномально сильному сжатию. В результате подобной усадки каждая пятая химическая связь SiC полностью согласуется с каждой четвертой связью Si, остальные связи деформируются. Последнее приводит к изменению структуры поверхностных зон SiC, прилегающего к Si, и его превращению в «полуметалл». Эпитаксия пленок SiC на Si за счет согласованного замещения половины атомов Si на атомы C при отсутствии дислокаций несоответствия решеток обеспечивает высокое кристаллическое совершенство пленок SiC. В обзоре приведены экспериментальные данные по росту целого семейства пленок и гетероструктур соединений широкозонных полупроводников A^3B^5 и A^2B^6 . Показано, что слой SiC на Si, выращенный методом замещения атомов, является новым и весьма перспективным материалом для спинтроники и создания элементов квантового компьютера.

Ключевые слова: карбид кремния на кремнии, твердофазные реакции, гетероструктуры, эпитаксиальные пленки, GaN, AlN, ZnO, соединения A^2B^6 , спинтроника, широкозонные полупроводники

DOI: 10.31857/S0044460X22040023, **EDN:** CSQDSQ

1. Введение	548
2. Синтез пленок SiC на Si методом согласованного замещения атомов	550
3. Подготовка подложки Si к синтезу и синтез эпитаксиальных пленок SiC на Si методом согласованного замещения атомов	552
4. Основные различия между ростом SiC на Si методом согласованного замещения атомов и ростом SiC на Si стандартным методом газофазного осаждения	553
5. Вакансионный рост монокристаллического карбида кремния из кремния методом согласованного замещения атомов	559
6. SiC на Si – новый эластичный темплейт для роста эпитаксиальных пленок и нитевидных нанокристаллов	560
7. Рост полупроводниковых соединений A2B6 на эластичных подложках SiC/Si	561
8. Рост полупроводниковых соединений A3B5 на эластичных подложках SiC/Si	564
9. Особенности эпитаксиального роста III-N светодиодных гетероструктур на подложках SiC/Si и светодиод на основе AlInGaN-гетероструктур, выращенных на подложках SiC/Si (111)	566
10. Карбид кремния на кремнии – новый материал для спинтроники	567
11. Заключение	571

1. ВВЕДЕНИЕ

Карбид кремния (SiC) является единственным бинарным соединением кремния и углерода, существующим в твердой фазе при нормальных условиях. Карбид кремния – широкозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны, лежащей между 2.32 и 3.24 эВ в зависимости от поли-типа карбида кремния. Монокристаллический SiC обладает высокой напряженностью пробивного электрического поля, высокой скоростью дрейфа электронов и высокой теплопроводностью. Благодаря на порядок большему значению поля пробоя SiC по сравнению с кремнием, при одном и том же значении напряжения пробоя уровень легирования SiC-диода может быть на два порядка выше, чем у кремниевого. Карбид кремния – радиационно стойкий материал. Высокая теплопроводность SiC (на уровне теплопроводности меди) значительно упрощает проблему теплоотвода от приборов. Это свойство в сочетании с высокими допустимыми рабочими температурами и большими скоростями насыщения носителей заряда (большие токи насыщения полевых транзисторов) делает SiC-приборы весьма перспективными для использования в силовой электронике. Кроме того, высокая температура Дебая, определяющая температуру, при которой возникают фононы, позволяет говорить

о высокой термической стабильности SiC. Таким образом, практически по всем важным критериям карбид кремния превосходит классические полупроводниковые материалы Si и GaAs. По иронии судьбы активное использование карбида кремния в микроэлектронике началось лишь в последнее время, несмотря на то что карбид кремния является одним из первых материалов твердотельной электроники. Еще в 1907 г. Х. Раунд наблюдал свечение при прохождении электрического тока через кристалл SiC. Более подробно электролюминесценцию карбида кремния в 1923–1940 годах исследовал О. Лосев. Лосев также установил существование связи между выпрямлением и электролюминесценцией в SiC. Таким образом, два важнейших для полупроводниковой электроники явления – электролюминесценция и выпрямительные свойства *p-n*-структур впервые были обнаружены на кристаллах SiC.

Современный рынок требует создания нового типа светодиодов, полупроводниковых лазеров, транзисторов с высокой подвижностью носителей заряда (HEMT), сенсоров и датчиков контроля газов, СВЧ приборов, оптических переключателей. В последнее время возникла острая необходимость как в светодиодах, излучающих жесткое ультрафиолетовое излучение, так и в датчиках

ультрафиолетового излучения. В связи с этим в настоящее время идет интенсивный поиск материалов, способных пусть не полностью, но хотя бы частично заменить кремний. Одним из таких материалов является карбид кремния.

Карбид кремния является незаменимым материалом и как подложка для создания гетероструктур на основе таких широкозонных полупроводников как нитриды галлия и алюминия. Именно на гетероструктурах, созданных на основе соединений нитрида галлия, выращенных на подложках SiC, возможно создание транзисторов с высокой подвижностью носителей заряда, мощных светодиодов и голубых лазеров.

Многие годы использование монокристаллического SiC в электронике сдерживалось высокой стоимостью SiC и сложностью его получения. В настоящее время эта проблема постепенно решается. Однако, исследователи ищут иные пути получения SiC. Одним из таких путей является синтез эпитаксиальных слоев SiC на кремниевой подложке. Есть все основания считать, что в будущем подобные структуры займут свою нишу в микро и оптоэлектронике, поскольку они сочетают свойства одного из основных материалов электроники кремния, со свойствами такого широкозонного материала как карбид кремния. Эти материалы значительно дешевле монокристаллов SiC. Более того, имеется возможность выращивать слои SiC на подложках Si большого диаметра.

Сложность получения пленок SiC эпитаксиального качества во многом обуславливается тем, что SiC кристаллизуется в более чем 250 различных кристаллических структурах (политипах), причем только один из этих политипов – кубический (3C-SiC). Остальные политипы обладают гексагональной или ромбической симметрией. Кубический политип – самый узкозонный из всех политипов карбида кремния и по максимальной рабочей температуре незначительно превосходит такой полупроводник как фосфид галлия (GaP). Ширина запрещенной зоны политипа 3C-SiC составляет 2.32 эВ. Несмотря на то, что ширина запрещенной зоны политипа 3C-SiC меньше ширины запрещенных зон гексагональных политипов, и пробивное электрическое напряжение у этого политипа меньше, чем у гексагональных политипов SiC, его электрические свойства значительно более изотропны,

чем свойства гексагональных и ромбических политипов SiC. Кроме того, подвижность носителей заряда в нем очень высока. И, наконец, самое важное: для роста на кубическом кремнии политип 3C-SiC является самым подходящим политипом, поскольку кристалл кремния, используемый в качестве подложки, обладает кубической симметрией. На сегодняшний день коммерческие монокристаллы политипа 3C-SiC отсутствуют. Поэтому единственная возможность получить кубический политип SiC – выращивать слои 3C-SiC на кремниевой подложке.

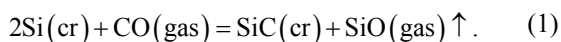
Первые попытки получения пленок SiC на кремниевых подложках были выполнены С. Нишино [1]. Он предложил для формирования пленок SiC использовать стандартную методику химического осаждения из газовой фазы (ХОГФ), широко используемую для синтеза полупроводниковых структур. В качестве источника углерода и кремния служили метилтрихлорсилан CH_3SiCl_3 и смеси SiH_4 и C_3H_8 [2, 3]. На основе выращенных пленок были созданы несколько типов полевых транзисторов. Однако параметры этих приборов, как и качество самих пленок, было низким. Связано это с тем, что параметры решеток Si и SiC отличаются примерно на 19%. Это первая (и основная) проблема, препятствующая получению эпитаксиальных пленок SiC на Si. Вследствие различия параметров решеток Si и SiC на границе между пленкой и подложкой образуется большое количество дислокаций несоответствия и других дефектов роста, толстые пленки SiC на Si, толщиной более 1 мкм, содержат трещины. Вторая, не менее сложная проблема – большое различие в тепловых коэффициентах расширения между Si и 3C-SiC. Согласно данным, приведенным в работе [4], линейный коэффициент термического расширения 3C-SiC равен $3.9 \cdot 10^{-6}$ К, в то время как линейный коэффициент расширения Si принимает значение, равное $2.6 \cdot 10^{-6}$ К. В результате при охлаждении пластины Si со слоем SiC от температуры роста до комнатной температуры возникает сильный изгиб пластины и трещины. В обзоре [5] приведена прекрасная картинка прогиба пластины Si с эпитаксиальной пленкой SiC. И, наконец, третья проблема связана с низкой температурой плавления Si (Si плавится при 1412°C). Невозможно выращивать пленки SiC, синтезированные на Si, при темпера-

турах равных и выше 1500°C. При температурах выше 1500°C диффузионная подвижность компонентов и скорость химической реакции между компонентами, из которых выращивают SiC, достаточно высокие. Это позволяет реализовать ориентированное зарождение двумерных зародышей SiC. Потому для того, чтобы росли пленки SiC при температурах ниже 1412°C исследователям приходится применять различные методы предварительной модификации поверхности Si. В обзоре [6] был проведен анализ большого массива экспериментальных данных по росту пленок SiC на Si, посвященных этому вопросу. Оказалось, что для получения пленок приемлемого качества, подложка Si перед ростом должна быть карбонизирована [5, 6]. Буферный слой SiC, выращенный в результате карбонизации, служит затравкой для дальнейшей эпитаксии слоев 3C-SiC и оказывает значительное влияние на их деформацию. Однако, карбонизация не смогла решить кардинально решить проблему получения слоев 3C-SiC с низким, пригодным для создания коммерческих полупроводниковых приборов, содержанием дефектов.

Ниже, мы поясним в чем было основное заблуждение исследователей, не позволившее им, используя метод карбонизации, получать низкодефектные слои 3C-SiC и, тем самым, формировать высоко ориентированный затравочный слой для дальнейшего роста SiC.

2. СИНТЕЗ ПЛЕНОК SiC НА Si МЕТОДОМ СОГЛАСОВАННОГО ЗАМЕЩЕНИЯ АТОМОВ

В 2008 г. в работе [7] был теоретически предсказан, экспериментально подтвержден и запатентован [8] новый метод синтеза эпитаксиальных пленок карбида кремния (SiC) на кремнии (Si). Метод [7, 8] основан на химическом превращении (конверсии) поверхностных слоев кремния (Si) в эпитаксиальные слои карбида кремния за счет химического взаимодействия газообразного монооксида углерода (CO) с поверхностью кремниевой подложки по реакции (1).



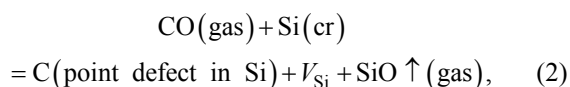
Этот метод в более поздних работах был назван методом согласованного замещения атомов

[9]. Термин «согласованный» означает, что новые химические связи образуются одновременно и согласованно с уничтожением старых связей. В дальнейшем, в работах [10–17] была разработана последовательная теория, описывающая весь спектр связанных между собой физико-химических процессов, протекающих при топохимическом превращении Si в SiC. В отличие от стандартного роста SiC методом газофазного осаждения (CVD), при котором рост слоя SiC происходит за счет химической реакции поступающих на поверхность подложки реагентов, в методе, развитом в работах [7–17], рост слоя происходит внутри приповерхностных слоев подложки за счет замещения части атомов кремния на атомы углерода. Справедливости ради следует отметить, что и ранее предпринимались попытки вырастить SiC путем замещения атомов Si на атомы C. Насколько нам известно, первой работой, посвященной этой теме была работа [18]. Авторы этой работы обрабатывали поверхность Si метаном. В результате был получен слой кубического SiC невысокого качества и с порами, что видно из микрофотографии, приведенной в этой работе. В дальнейшем в работах [19–22] для роста SiC кроме метана использовались другие газообразные углеводороды. В частности, в работе [22] был получен SiC, содержащий радиоактивный ^{14}C . Как и в работе [19], качество слоев SiC было невысоким. Собственно, эти работы стимулировали развитие метода карбонизации Si, который, как уже указывалось выше, подробно описан в обзоре [6].

Рассмотрим, в чем же заключается принципиальное отличие методов карбонизации [5, 6] от метода согласованного замещения атомов, разработанного в работах [7–17]. Эти отличия следующие. Метод согласованного замещения атомов основан на использовании реакции (1), в которой используется двухатомный газ CO. Молекула CO имеет тройную связь. Тройная связь образована σ -связью, образованной за счет σ_z электронной пары, а электроны дважды вырожденного уровня $\pi_{x,y}$ соответствуют двум π -связям. Электроны на несвязывающих σ_C -орбитали и σ_O -орбитали соответствуют двум электронным парам, одна из которых локализована у атома углерода, другая – у атома кислорода, т.е. молекула монооксида углерода имеет следующее строение $:\text{C}\equiv\text{O}:$. Кроме того,

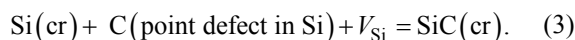
молекула CO обладает электрическим дипольным моментом, и отрицательный заряд в молекуле CO сосредоточен на атоме углерода. Из-за присутствия неподеленной пары электронов CO может выступать в качестве лиганда, образуя с некоторыми металлами координационные комплексы. Квантово-механические расчеты симметрии молекулярных орбиталей исходных веществ, вступающих в реакцию (1), и продуктов, образующихся в результате этой реакции, показывают, что симметрия молекулярных орбиталей исходных веществ не совпадает с симметрией молекулярных орбиталей продуктов реакции. Это означает, что реакция (1) должна протекать в два этапа, поскольку для нее не выполняется правило сохранения орбитальной симметрии Вудворда–Хофмана [23].

Этот вывод был подтвержден экспериментально [7, 8, 10–17]. Оказалось, что на первой стадии реакции молекула CO взаимодействует с поверхностью кремниевой подложки. Атом кислорода вступает в химическую реакцию с атомом Si, в результате которой образуется газ SiO. Газ SiO удаляется из системы, а на месте атома кремния подложки, превратившегося в газ SiO, образуется вакансия. Освободившийся в результате химической реакции из молекулы CO активный (энергетически возбужденный) углерод смещается в междоузельную позицию в решетке кремния [2, 3, 6, 7–10]. Эту стадию можно записать следующим образом



где V_{Si} – кремниевая вакансия. Именно на этой стадии образуется промежуточная фаза так называемого «предкарбидного» кремния [14]. Эта фаза представляет собой кремний, насыщенный парами дефектов C + V_{Si} . Собственно, это уже не кремний, а сильно растянутый карбид [10–12]. В химии подобные образования называются переходными активируемыми комплексами. Как следует из (2), пары точечных дилатационных дефектов C и V_{Si} образуются и исчезают всегда парами. В переходном комплексе кремний фактически представляет собой кремний, где каждый второй атом Si замещен реакцией (2) на атом C. Одна ячейка Si содержит таким образом 4 пары дилатационных

дефектов C + V_{Si} , т. е. в «предкарбидном» кремнии уже все готово для превращения кремния в карбид кремния. Этот процесс происходит на следующей стадии реакции, которая описывается уравнением (3)



На этой стадии атомы углерода согласованным образом смещаются по направлению к кремниевым вакансиям, образуя карбид кремния.

Итоговая реакция (1) получается суммированием стадий (2) и (3) [9, 15]. Именно упругое взаимодействие между парами точечных дилатационных дефектов C и V_{Si} и определяет кинетику реакции (1). При этом в кристалле кубической симметрии эти два центра дилатации (атом углерода и кремниевая вакансия) упруго взаимодействуют друг с другом. Если дилатационные диполи расположены перпендикулярно плоскости (111) кремния, то они притягиваются друг к другу [10–15]. При этом практически вся дилатационная упругая энергия, возникшая из-за внедрения атома углерода и образования вакансии, релаксирует [10–15, 24]. Важно подчеркнуть, что фазовый переход первого рода (3) протекает без разрыва связей между атомами и образования новых связей, что фактически и обеспечивает высокое кристаллическое совершенство пленки карбида кремния. Такое превращение всегда сопровождается образованием пустот, так как объем ячейки Si в два раза больше объема ячейки SiC. Длина всех связей уменьшается на 20%, а именно с 2.35 до 1.88 нм. Фазовый переход первого рода (3) протекает послойно, т. е. одновременно превращаются в SiC несколько слоев предкарбидного кремния со сдвигом пленки перпендикулярно поверхности подложки. Константа химической реакции (3) примерно на два порядка выше константы химической реакции (2), поэтому стадия (3) протекает заметно позже стадии (2) и намного быстрее ее. Этим можно объяснить тот факт, что пленка SiC образуется достаточно однородной по толщине и без заметных пустот. Все пустоты оказываются в кремнии под пленкой SiC [7, 9–17].

Удивительной особенностью реакции (1) является то, что эта реакция завершается образованием карбида кремния, а не идет далее до образования углерода. Связано это как со стадией (2), так и со

стадией (3). Для протекания реакции (2) необходимо наличие «свободного пространства» в ячейке кремния для размещения в нем атома углерода. Только один атом углерода может разместиться внутри этой ячейки. Именно поэтому могут быть замещены только четыре атома в решетке кремния, а не все его восемь атомов. В противном случае мы получили бы очень сильно упруго растянутую решетку алмаза. Для этого потребовалась бы преодолеть очень большую энергию активации. Такая реакция при данных условиях протекать не может. Не может протекать даже более простая реакция размещения углеродного атома в каждой кристаллической ячейке кремния. Атомы углерода могут находиться внутри ячейки только в том случае, если из ячейки кремния удален один атом кремния, т. е. ячейка содержит кремниевую вакансию. Причем точечные дефекты (углерод и вакансия) должны быть строго расположены вдоль определенного кристаллографического направления $\langle 111 \rangle$. Только в этом случае, из-за упругого механического притяжения дилатационных дефектов их общая упругая энергия равна нулю. Вдоль других кристаллографических направлений в Si реакция (2) не происходит. Таким образом реакция (2) не только «отбирает» нужные ей четыре атома Si, но и «выделяет» в пространстве кристалла одно единственное направление, вдоль которого формируется будущая кристаллическая решетка SiC. Но реакции (2) недостаточно для перехода Si в SiC. Завершает процесс синтеза SiC реакция (3). При протекании реакции (3) важно то, что пять образующихся в результате этой реакции кристаллических ячеек SiC, практически точно, с точностью примерно 0.4%, совпадают с четырьмя ячейками Si [7, 8]. В результате реакция смещения атомов (3) происходит с минимальными затратами энергии. Именно реакция (3) завершает процесс «окончательной стыковки» кристаллических решеток. Если бы по тем или иным причинам, были бы замещены не четыре, а все восемь атомов Si по реакции (2), то в этом случае реакция (3) из-за большой упругой энергии несовпадения решеток не смогла бы реализоваться. По этой причине не может образоваться и графит, поскольку он имеет гексагональную решетку и другие параметры ячейки.

Расчеты упругой энергии показали [10, 11], что дилатационная упругая энергия может релаксировать полностью за счет одних только

диполей. Время жизни дилатационных диполей при температурах 1100–1250°C составляет $\sim 10^{-1}$ –1 с, поэтому упругие диполи играют еще и роль упорядочивающих центров эпитаксии. Если точечные дефекты будут расположены вдоль направления $\langle 100 \rangle$, то, напротив, они будут отталкиваться, диполи не будут образовываться, а возникшая при этом большая упругая энергия, делает невыгодным расположение дефектов вдоль направления $\langle 100 \rangle$, что ведет к разориентации слоев.

Отличительной особенностью метода согласованного замещения является практически полное отсутствие дислокаций несоответствия в слое SiC. Образование упругих диполей и практически полное совпадение четырех ячеек Si с пятью ячейками SiC приводит к полной релаксации упругой межфазной энергии. Образуются только так называемые частичные дислокации, возникающие при зарождении двойников. И, наконец, еще одна особенность метода согласованного замещения атомов, заключается в том, что независимо от первоначальной исходной кристаллографической плоскости Si, на которой синтезировался SiC, обязательно в качестве одной из плоскостей образуется плоскость (111). Этот эффект связан с тем, что углеродно-вакансионные структуры всегда расположены вдоль направления $\langle 111 \rangle$ и лежат в плоскости $(\bar{1}10)$, перпендикулярной плоскости (111). Согласно работе [25], на начальной стадии превращения Si в SiC грань (100) Si превращается в грань SiC, состоящую из множества фасеток, напоминающих пилообразные структуры, боковые грани которых покрыты плоскостями (111) и (110) и (210). При повышенных давлениях CO на поверхности грани Si (100) очень быстро [значительно быстрее, чем на грани (111)] образуется тонкая ровная пленка SiC.

Отметим, что последовательная квантово-химическая модель роста SiC на Si методом согласованного замещения атомов была разработана в работе [9].

3. ПОДГОТОВКА ПОДЛОЖКИ Si К СИНТЕЗУ И СИНТЕЗ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК SiC НА Si МЕТОДОМ СОГЛАСОВАННОГО ЗАМЕЩЕНИЯ АТОМОВ

Для получения монокристаллического слоя SiC высокого качества методом согласованного заме-

щения атомов важно, чтобы поверхность кремниевой пластины, на которой будет выращиваться пленка SiC, не содержала бы не только посторонних примесей органики, металлов и анионов, но была бы гладкой на нано-уровне и не содержала бы следов диоксида кремния (SiO₂). В противном случае химическая реакция между CO и Si, на поверхности которого находится SiO₂, будет протекать иначе, чем реакция, описываемая уравнением (1). В работах [18, 19] был разработан метод очистки и пассивации гидридными группами поверхности пластин кремния (Si) ориентаций (111) и (110) и (100). Разработанный метод позволяет обеспечить высокую чистоту и гладкость поверхности Si на нано-уровне. Разработанная в работах [26, 27] рецептура раствора пригодна для длительного хранения и многократного пассивирования пластин кремния. Перед синтезом пленок необходимо удалить защитный слой водорода с поверхности Si. Для этого пластины Si достаточно отжечь в вакууме при температуре 550°C в течение 1 мин. Затем в специальной печи проточного типа с реактором квазизамкнутого типа осуществляется синтез слоя SiC. Подробное описание установок, в которых производится синтез пленок, можно найти в обзорах [16, 17, 28]. На сегодняшний день данные установки позволяют выращивать эпитаксиальные слои SiC на подложках Si диаметром до 152 мм (6 дюймов).

Перед началом синтеза кремниевую подложку, представляющую собой пластину монокристаллического кремния с поверхностью, покрытой гидридными группами, помещается в реакционную камеру и вакуумируют до остаточного давления 10⁻²–10⁻³ Па. После чего начинают нагрев. При температуре порядка 550°C в систему запускается силан (SiH₄) и пластина выдерживается при этой температуре 1–2 мин для удаления гидридных групп (ниже мы обсудим причины, по которым к газу CO необходимо добавлять SiH₄). Поток SiH₄ находится в пределах 0.25–0.35. После этого пластина нагревается до 850°C. При этой температуре в печь запускается газ CO при давлении 20–600 Па. Поток CO находится в пределах 12 см³/мин. Температура синтеза зависит от дальнейшего использования пластины со слоем SiC. Если нужны сверхтонкие (1–10 нм) слои SiC, то температура синтеза не должна превышать 930–

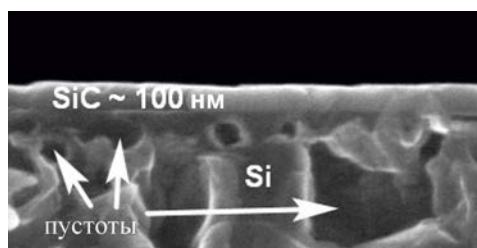


Рис. 1. Типичная SEM-микротография торцевого среза слоя SiC, выращенного на поверхности Si(111); хорошо виден слой SiC и пустоты в Si, частично покрытые SiC.

980°C. Стандартные слои получатся при температуре порядка 1250–1290°C. Для получения более толстых слоев необходимо вести синтез при температурах 1330–1390°C. Продолжительность синтеза составляет 1–60 мин в зависимости от необходимости получения той или иной структуры слоя SiC. На рис. 1 приведено типичное изображение торцевого среза слоя SiC на Si, полученное при помощи электронного сканирующего микроскопа (SEM). На нем хорошо виден сплошной слой SiC и поры в Si, покрытые SiC.

4. ОСНОВНЫЕ РАЗЛИЧИЯ МЕЖДУ РОСТОМ SiC НА Si МЕТОДОМ СОГЛАСОВАННОГО ЗАМЕЩЕНИЯ АТОМОВ И РОСТОМ SiC НА Si СТАНДАРНЫМ МЕТОДОМ ГАЗОФАЗНОГО ОСАЖДЕНИЯ

Попробуем ответить на следующий вопрос. Почему стандартный метод газофазного осаждения (CVD), даже с использованием предварительной карбонизации [1, 5, 6, 18–22], при котором используются различные газы, не позволяет получать высококачественные слои SiC на Si? После проведенного выше анализа, можно сформулировать ответ, состоящий из 8 пунктов.

(1) Эти газы содержат больше двух атомов, поэтому реакция образования SiC не протекает в две стадии.

(2) Упорядоченного ансамбля дилатационных диполей не образуется. Поскольку, как правило, при росте SiC методом CVD используются газообразные углеводороды (или пары углеродсодержащих спиртов), то и в этом случае должно происходить частичное замещение атомов Si на атомы C. Естественно, что этот процесс

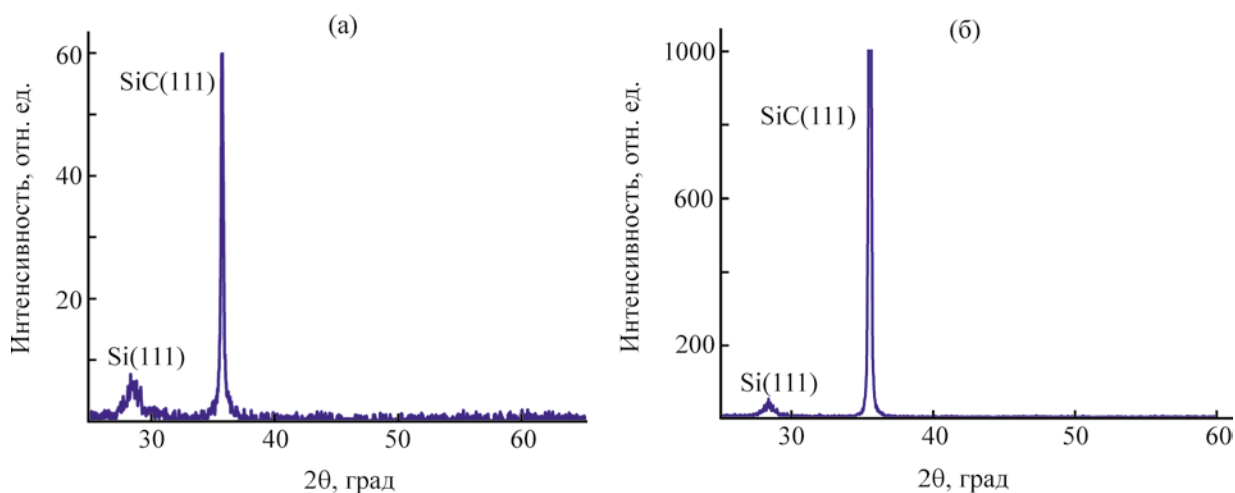


Рис. 2. Рентгеновские дифрактограммы образцов SiC, выращенных различными методами на Si(111): (а) рентгеновская дифрактограмма образца SiC, выращенного методом согласованного замещения атомов [7–17]; (б) рентгеновская дифрактограмма образца SiC, выращенного методом CVD фирмой «Advanced Epi».

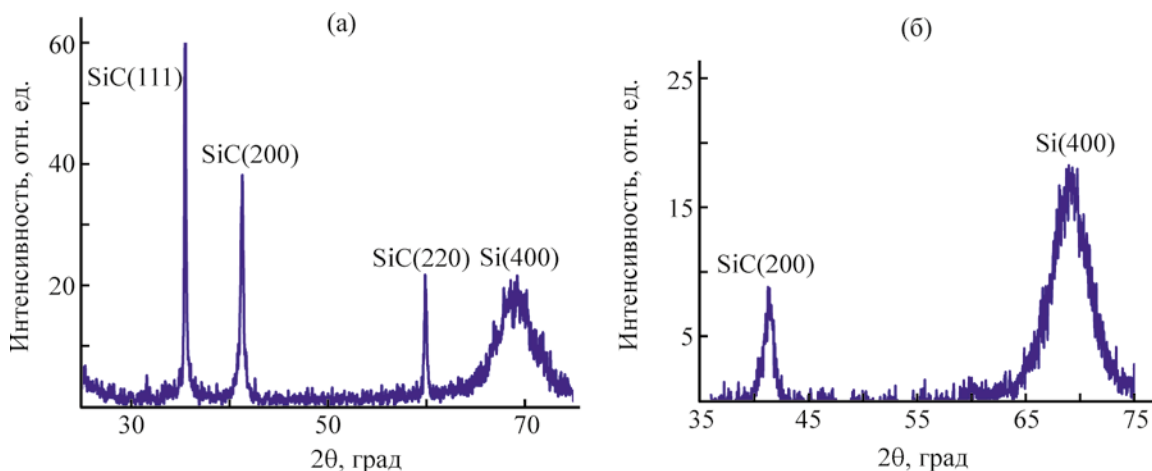


Рис. 3. Рентгеновские дифрактограммы образцов SiC, выращенных различными методами на Si(100): (а) рентгеновская дифрактограмма образца SiC, выращенного методом согласованного замещения атомов [7–17]; (б) рентгеновская дифрактограмма образца SiC, выращенного методом CVD фирмой «Advanced Epi».

протекает иначе и более хаотично, чем процесс с использованием реакции замещения (1). Замещение будет «накладываться» на основной процесс роста. По нашему мнению, именно по этой причине кристаллическая структура слоя SiC на Si, выращенного методом CVD «Advanced Epi», сильно отличается от кристаллической структуры слоя SiC на Si, выращенного методом согласованного замещения атомов. Ниже мы обсудим это.

(3) Поскольку диполи направлены вдоль направления $\langle 111 \rangle$, то при росте SiC методом

замещения атомов на любой грани Si, например, (110), (100), (210) и т. п. всегда в качестве основной грани образуются грани (111). При росте SiC методом нанесения слоя на поверхность (метод CVD) ориентация грани SiC задается ориентацией грани Si. Ничего подобного при росте SiC на Si стандартной методикой не наблюдается. При росте с участием многоатомных углеводородов образуются грани (100), а не грани (111). Для доказательства этого утверждения в работе [29] был выполнен сравнительный рентгеноструктурный анализ слоев SiC, выращенных на Si мето-

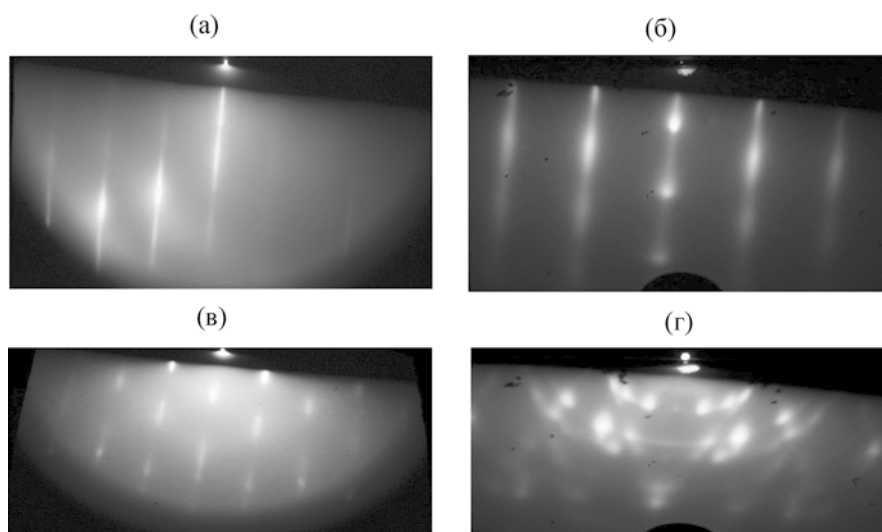


Рис. 4. Электронографические изображения картин дифракции быстрых электронов, снятых при ускоряющем напряжении 50 кВ с поверхности образцов SiC, выращенных методом замещения атомов и методом CVD на Si(111) и Si(100): (а) SiC на Si(111), выращенный методом замещения; (б) SiC на Si(111), выращенный методом CVD; (в) SiC на Si(100), выращенный методом замещения; (г) SiC на Si(100), выращенный методом CVD.

дом замещения атомов, со слоями SiC, выращенными фирмой «Advanced Epi» стандартным CVD методом. На рис. 2, 3 приведены рентгеновские дифрактограммы образцов SiC, выращенных на Si (111) и Si (100) методом согласованного замещения атомов [7–17] и фирмой «Advanced Epi» методом CVD.

(4) Из рентгенографических данных, приведенных на рис. 2 и 3 следует, что при росте SiC на поверхности (111) Si, как методом замещения атомов, так и методом CVD, формируются слои SiC с ориентацией (111). Относительная величина интенсивности рентгеновского пика (111) SiC на рис. 2б выше, чем на рис. 2а. Это связано, однако, не с более высоким качеством слоя SiC, выращенного методом CVD, а с толщиной слоя SiC. Толщина слоя SiC на рис. 2а составляет 80 нм, а толщина слоя SiC выращенного методом CVD, порядка 2 мкм. Соответственно и интенсивность его пика выше. Совершенно другая картина наблюдается при росте SiC на грани (100). Как следует из рис. 3, в основном на этой грани формируется грань (111) и лишь во втором и четвертом порядках брэгговского отражения проявляются грани (200) и (400). Образуется также и грань (220). Пики от граней (111), (200) и (220) узкие. На рентгенограмме, сня-

той с SiC, выращенном методом CVD, фиксируются только пики во втором порядке брэгговского отражения и только от граней (200) и (400). Сами пики широкие, размытые.

На рис. 4 приведены электронограммы на отражение от поверхности образцов SiC, выращенных методом замещения атомов и методом CVD на Si(111) и Si(100). Сравнивая электронограммы на рис. 4 можно видеть, что двойники на поверхности образцов отсутствуют и поверхности образцов гладкие. Однако тяжи на рис. 4б более размыты, чем тяжи на рис. 4а. Присутствующие на центральном тяже точки свидетельствуют о более высокой шероховатости слоя по сравнению со слоем, чья электронограмма приведена на рис. 4а. Вид тяжей на рис. 4а практически соответствует высокосовершенному монокристаллу. Сравнение электронограмм слоев SiC, выращенных методом замещения атомов и методом CVD на поверхности (100), явно не в пользу слоя, выращенного методом CVD. Это практически текстура с примесью поликристаллической фазы. Слой SiC, синтезированный методом замещения – эпитаксиальный. Таким образом, данные электронографии о структуре поверхности подтвердили данные рентгенодифракционных

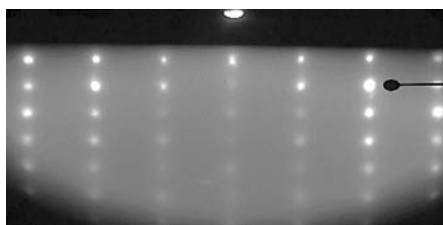


Рис. 5. Электронографическое изображение картины дифракции быстрых электронов, снятой при ускоряющем напряжении 50 кВ, с поверхности одного из образцов SiC, выращенного методом замещения атомов на Si(111).

исследований о принципиальном различии механизмов роста SiC по методу замещения и методу CVD.

При росте SiC методом замещения образуется, в основном, кубический 3C-SiC [30, 31] политип, но возможно получить и политипы (4H-SiC, 6H-SiC, 15R-SiC) [15, 30, 32]. Образуются и редкие политипы 2H-SiC и 8H-SiC [33]. На рис. 5 приведена электронограмма на отражение от поверхности образца SiC политипа 2H-SiC, выращенного методом замещения атомов на Si(111). На рис. 5 хорошо видны рефлексы, соответствующие гексагональной фазе SiC. Расчет межплоскостных расстояний, выполненный на основании расположения рефлексов с учетом соответствующих констант прибора (электронографа ЭП-100), показал, что расположение рефлексов соответствует фазе 2H-SiC.

В работе [34] было теоретически предсказано на основании теоретико-группового анализа образование в процессе превращения Si в SiC новую, ранее не известную тригональную (ромбоэдрическую) фазу SiC, а в работе [35] эта фаза была экспериментально обнаружена. Оказалось, что если время синтеза пленок SiC не превышает 5 min, то в рамановских спектрах помимо линий 3C-SiC, присутствует еще и линия 258 см^{-1} . В рамановских спектрах образцов, которые были синтезированы более 5 мин, подобная линия отсутствовала. Рамановский спектр этой структуры приведен на рис. 6, на котором хорошо видна линия 258 см^{-1} , которая близка к теоретически рассчитанной нами линии 266 см^{-1} и, по нашему мнению (в пределах погрешности

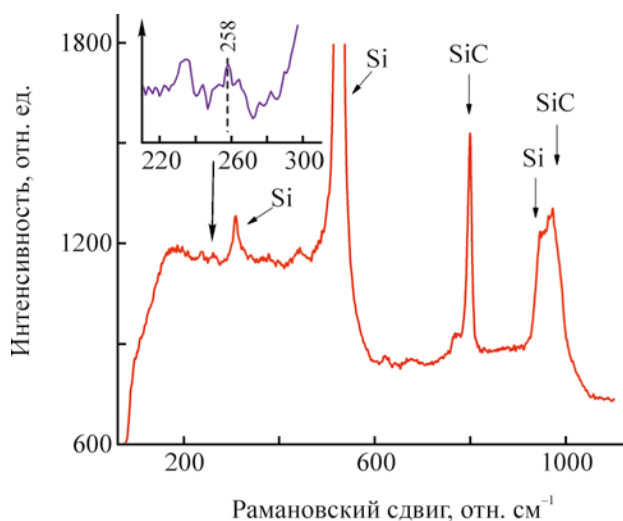


Рис. 6. Рамановский спектр промежуточной ромбоэдрической фазы SiC, выращенного методом согласованного замещения атомов на Si.

эксперимента), относящейся к новой промежуточной ромбоэдрической фазой SiC.

(5) В случае роста SiC методом замещения атомов упругие деформации либо полностью отсутствуют, либо возникают сжимающие упругие напряжения; подложка становится слегка выпуклой [36]. При росте SiC стандартной методикой в основном возникают растягивающие упругие напряжения, и подложка становится вогнутой [5]; за исключением ряда случаев при проведении карбонизации при определенных условиях [6].

(6) В процессе синтеза методом замещения атомов часть атомов Si на гранях (111) и (110) на межфазной границе подвергаются кратковременному (порядка 10^{-4} с) сжатию с давлением порядка 100 ГПа, возникающему в процессе усадки материала. Отделяясь от кремниевой матрицы, кремний подвергается аномально сильному сжатию со стороны карбида кремния. «Схлопывание» соответствует фазовому переходу из метастабильного состояния с растянутыми связями, в котором 4 ячейки SiC согласуются с 4 ячейками Si, в стабильную фазу SiC, в которой уже 5 ячеек SiC согласуются с 4 ячейками Si, а связи Si-C искажены гораздо меньше (около 0.4%). В результате подобной усадки каждая пятая химическая связь SiC полностью согласуется с

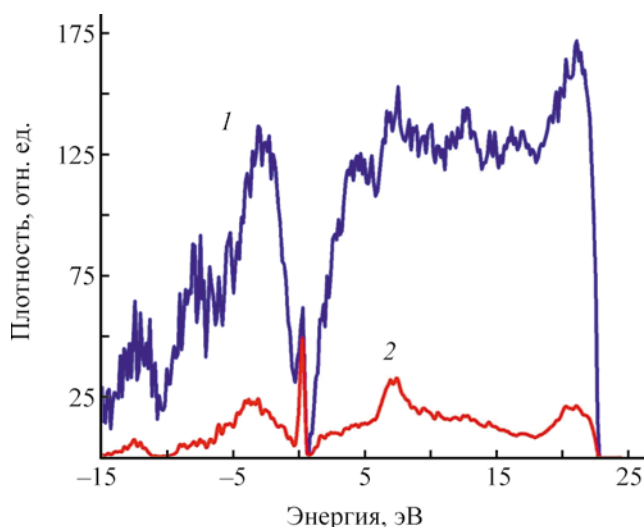


Рис. 7. Зависимость плотности электронных состояний исследуемой системы от энергии (1, энергия Ферми соответствует 0) и вклад *p*-электронов тех атомов Si на границе SiC, которые не образуют связей с атомами Si подложки (2).

каждой четвертой связью Si, остальные связи либо рвутся (отсюда и возникают вакансии и поры), либо подвергаются сжатию. Последнее приводит к изменению структуры поверхностных зон SiC, прилегающего к Si и его «металлизации» или превращению в «полуметалл». На границе раздела 3C-SiC(111)/Si(111) образуется интерфейсный слой с совершенно новыми оптическими и электрическими свойствами. В работах [37, 38] удалось установить, что на межфазной границе раздела 3C-SiC(111) и Si(111) образуются тонкий слой с полуметаллическими свойствами, которые кардинально отличаются от свойств как SiC, так и Si. В процессе «схлопывания» (усадки) слой SiC притягивает к себе отдельные атомы Si из подложки. В результате образуется структура границы раздела, в которой 88% атомов Si на границе раздела образуют химическую связь с атомами подложки, а 12% атомов Si на границе SiC(111) связей не образуют, так как находятся слишком далеко от атомов Si подложки. Методами квантовой химии такая структура подробно была описана в рамках теории функционала плотности [37, 38]. Показано, что *p*-электроны 12% атомов Si на границе SiC(111) с оборванными связями обеспечивают резкий пик плотности электронных состояний как раз в области энергии Ферми

(рис. 7). Зона проводимости при этом либо касается, либо даже заходит вглубь валентной зоны на величину порядка нескольких сотых долей эВ. В результате на межфазной границе кремний переходит в состояние полуметалла [37, 38].

(7) В результате процесса «схлопывания» в инфракрасной области спектра коэффициент поглощения света становится отрицательным [37, 38], а при росте SiC на Si стандартной методикой кремний находится в обычном полупроводниковом состоянии. SiC, выращенный методом замещения атомов содержит углеродно-вакансионные структуры, а при росте SiC по стандартной методике они отсутствуют. Это доказано в работе [24]. В ИК спектре SiC на Si, выращенном методом замещения атомов, присутствует пик 960 см^{-1} , указывающий на наличие углеродно-вакансионной структуры [39–41]. Подобный пик отсутствует в карбиде кремния, выращенном любым, кроме метода замещения, способом [42]. На рис. 8 приведено изображение углеродно-вакансионной структуры в карбиде кремния кубического политипа 3C-SiC, полученного на Si, легированном бором, рассчитанное методами теории функционала плотности (DFT) и экспериментальные ИК спектры пропускания пленок SiC, выращенных методом согласованного замещения атомов. Углерод-вакансионная структура состоит из почти плоского кластера из 4 атомов углерода и пустоты диаметром 2.1 \AA , показанной как полупрозрачная сфера; ось $\langle 111 \rangle$ направлена вверх; кластер из 4 атомов углерода в плоскости (111) образовался за счет прыжка атома углерода снизу на место кремниевой вакансии.

(8) В образцах пленок SiC, выращенных методом замещения атомов, благодаря присутствию углеродно-вакансионных структур в SiC при комнатной температуре в слабых магнитных полях возникают два квантовых эффекта. Первый из эффектов – образование гистерезиса статической магнитной восприимчивости и эффекта возникновения осцилляций Ааронова–Бома в полевых зависимостях статической магнитной восприимчивости. Первый эффект связывается с эффектом Мейснера–Оксенфельда, а второй – с присутствием в данных структурах под слоем SiC, кроме углеродно-вакансионных структур, микродефектов в виде нанотрубок и микропор, формирующихся в процессе синтеза SiC [43].

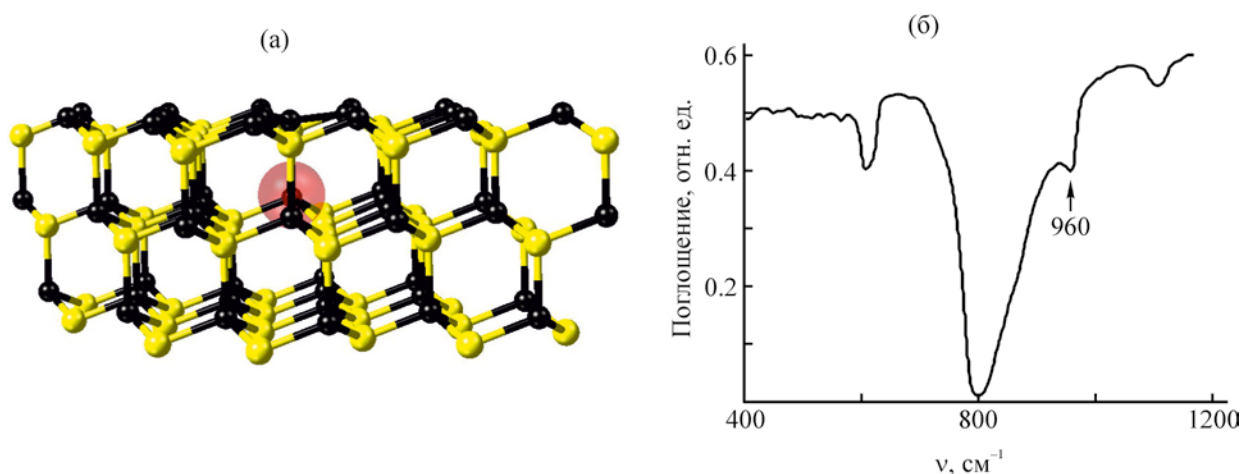


Рис. 8. Изображение углерод-вакансионной структуры в карбиде кремния кубического политипа 3C-SiC, полученного на Si, легированном бором, рассчитанное методами DFT (а) и экспериментальные ИК спектры пропускания пленок SiC, выращенных методом согласованного замещения атомов (б).

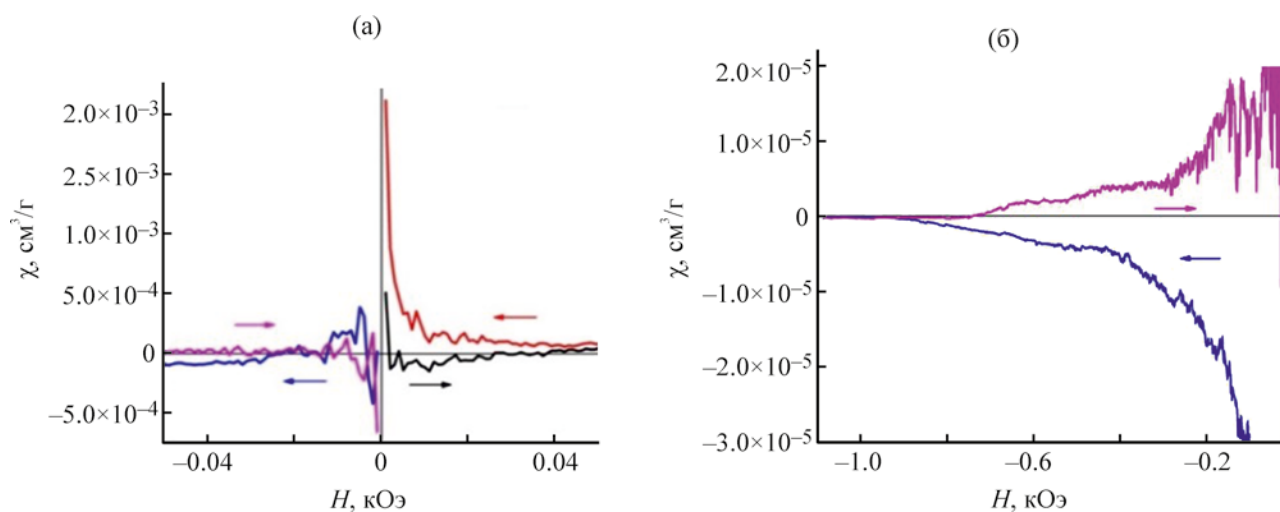


Рис. 9. Полевые зависимости статической магнитной восприимчивости, демонстрирующие характерный гистерезис в слабых магнитных полях для образцов (а) и полевые зависимости статической магнитной восприимчивости, демонстрирующие осцилляции Ааронова–Бома с большим периодом (б) в образцах SiC-3C(111)/Si(111). Стрелками указано направление сканирования внешнего магнитного поля.

На рис. 9 приведены зависимости статической магнитной восприимчивости от приложенного магнитного поля. Эти зависимости демонстрируют характерный гистерезис в слабых магнитных полях для образцов и осцилляции Ааронова–Бома с большим периодом в образцах SiC-3C(111)/Si(111).

В работах [44, 45] было обнаружено электролюминесцентное излучение в среднем и дальнем ИК диапазоне, излучающееся из

наноструктур SiC на Si. Электролюминесценция индуцировалась с помощью продольного тока исток-сток. Спектры электролюминесценции получены в терагерцовом частотном диапазоне 0.12 и 3.4 ТГц (рис. 10). Данное излучение возникает вследствие квантового эффекта Фарадея, возникающего при протекании продольного, а не поперечного (вдоль наноструктуры SiC/Si) тока. Ничего подобного в слоях SiC, выращенных по стандартным методикам, не наблюдается.

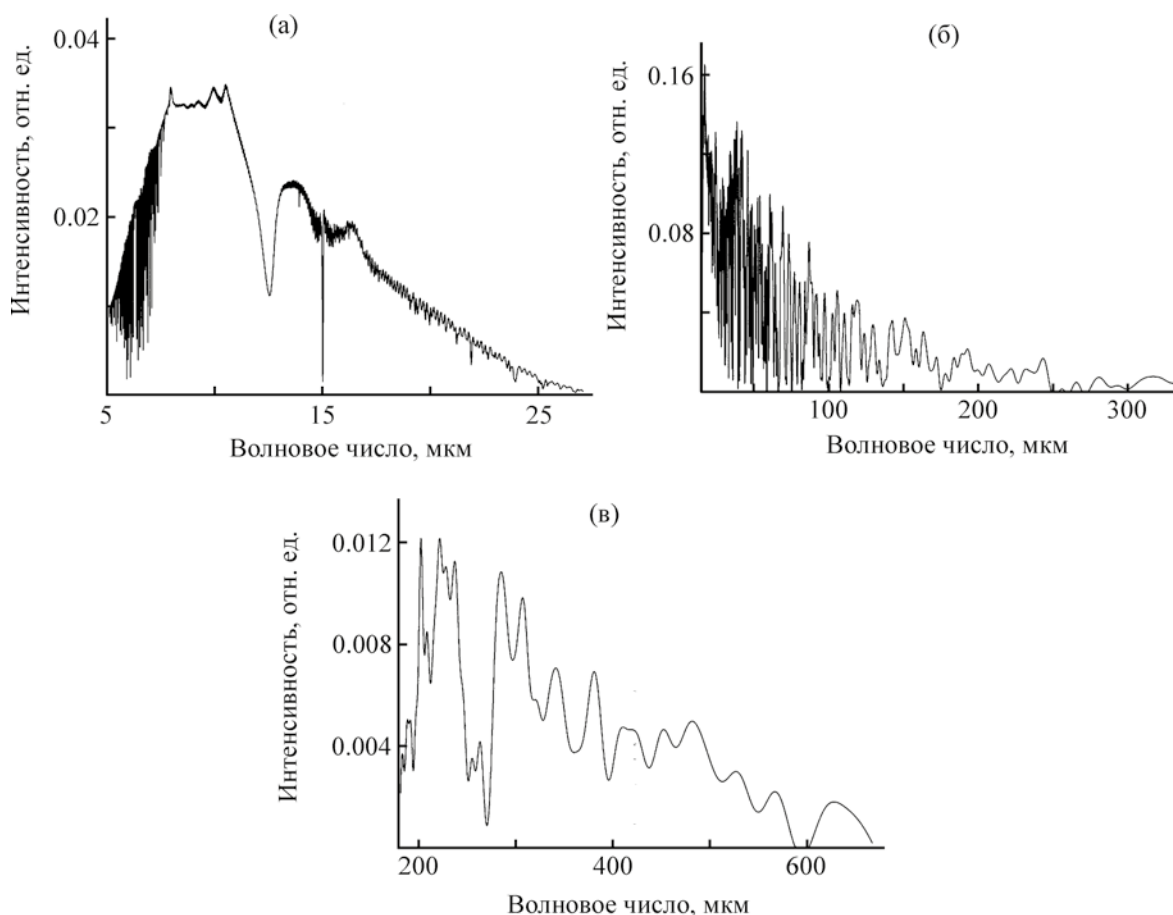


Рис. 10. Спектры электролюминесценции исследуемого образца в среднем (5–27 мкм) (а) и дальнем ИК диапазоне: 14–333 мкм (б), 182–667 мкм (в). I_{ds} 30мА, 300 К.

5. ВАКАНСИОННЫЙ РОСТ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КАРБИДА КРЕМНИЯ ИЗ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ СОГЛАСОВАННОГО ЗАМЕЩЕНИЯ АТОМОВ

Удивительной особенностью метода замещения атомов является то, что зависимость толщины слоя выращенного SiC от давления монооксида углерода CO имеет куполообразный вид [46], т. е. вначале она нарастает до некоторого максимального значения, затем падает практически до нуля (рис. 11).

Развитая в работе [46] дрейфовая модель эпитаксии позволила объяснить подобное поведение толщины слоя от давления CO. Оказалось, что газообразный продукт реакции SiO мешает течению газообразного реагента CO по

каналам кристаллической решетки, уменьшая их гидравлический диаметр. Естественно, толщина пленок SiC при этом получается небольшой. В частности, при температуре роста 1300°C наиболее качественные пленки на Si(111) имеют толщину 20–100 нм и получаются при давлениях CO $p_{CO} \approx 200\text{--}500$ Па. Однако для некоторых приложений необходимо получать качественные монокристаллические пленки SiC заметной большей толщины, например, 200–1000 нм. В работе [47] была предложена и реализована методика, позволяющая увеличить толщину слоя карбида кремния примерно на порядок. Методика основана на теоретических выводах работы [15] и заключается в том, что перед ростовым процессом поверхность подложки кремния насыщается вакансиями путем отжига в вакууме при 1350°C в течение ~1–30 мин (время отжига

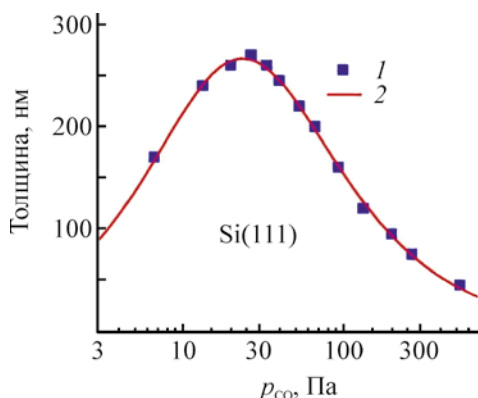


Рис. 11. Экспериментальная (1) и теоретически рассчитанная (2) зависимости конечной толщины пленки SiC на Si(111) от давления CO (2).

определяется необходимостью получения пленок заданной толщины). Таким образом, в начале синтеза в кремниевой подложке перед ростом SiC специально создаются кремниевые вакансии. Это позволяет создать в подложке новые пути для диффузии CO и отвода SiO. Кремниевые вакансии проникают из кремния в карбид кремния и обеспечивают высокую скорость отвода продукта реакции SiO из зоны реакции наружу. Поэтому SiO мешает росту SiC гораздо меньше, к тому же CO с помощью вакансий также проникает вглубь SiC более эффективно, что в конечном счете приводит к существенно более толстым слоям SiC. Это приводит к тому, что меняется механизм переноса массы с междоузельного на вакансионный при замещении атомов кремния на атомы углерода. В результате не только увеличивается толщина слоя карбида кремния, но и происходит отслоение карбида кремния от подложки кремния, если толщина слоя SiC больше 400 нм. На рис. 12 приведена SEM-микрофотография толстого слоя SiC, выращенного по методу [47].

6. SiC НА Si – НОВЫЙ ЭЛАСТИЧНЫЙ ТЕМПЛЕЙТ ДЛЯ РОСТА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК И НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

Экспериментально было показано [4, 15, 25, 28, 31, 36, 47–83], что подложка SiC/Si является весьма подходящей для роста сплошных пленок

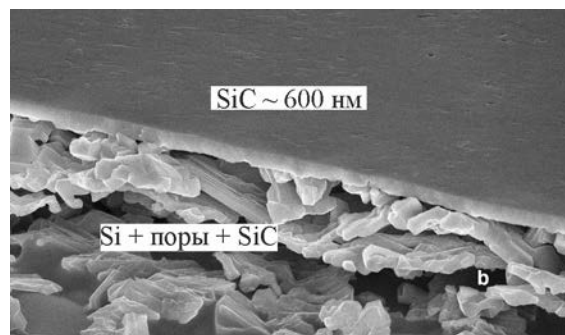


Рис. 12. Микроскопическое изображение поперечного сечения образцов SiC-3C/Si(111), выращенных методом замещения атомов при 1350°C и давлении p_{CO} 80 Па в течение 10 мин с предварительным насыщением Si вакансиями. Под слоем SiC-3C высокого качества толщиной ~600 нм находится слой SiC более низкого качества с пустотами и непрореагировавшим кремнием.

и нитевидных нанокристаллов соединений групп A^2B^6 и A^3B^5 . Благодаря наличию пор под слоем SiC, подложка Si со слоем SiC является податливой, эластичной системой, легко подстраивающейся под кристаллические решетки чужеродных материалов. Выше мы отмечали, что в процессе протекания реакции (1) происходит усадка Si с последующим его превращением в SiC. Объем элементарной ячейки 3C-SiC почти в два раза меньше объема элементарной ячейки Si. В момент усадки первоначальная когерентность нарушается и осуществляется только там, где каждая пятая ячейка SiC совпадает с четвертой ячейкой Si. Отметим, что расстояние между атомами C вдоль плоскости (111) в проекции на плоскость (112) в SiC равно 3.084 Å [9, 15]. Аналогичное расстояние между атомами Si в кремнии равно 3.84 Å. Отсюда следует, что расстояние между плоскостями пяти ячеек в SiC равно 15.42 Å, а расстояние между четырьмя ячейками Si – 15.36 Å. В работах [9, 15] было доказано, что именно сопряжение каждой пятой и четвертой кристаллической ячейки Si и SiC приводит к эпитаксиальной ориентации пленки SiC. Остальные связи на межфазной границе между SiC и Si, как показано в работе [15], разорваны и под слоем SiC в этих местах образуются поры (см. рис. 1). Таким образом, когерентное сопряжение между пленкой и подложкой осуществляется только в местах, в которых каждая пятая ячейка SiC полностью совпадает с четвертой ячейкой Si. Дефор-

мация, возникающая из-за различия между этими параметрами незначительна, и составляет 0.4%. В работе [84] показано, что если параметры решеток пленки и подложки не превышают 1%, то может сохраниться полная когерентность между пленкой и подложкой и дефекты в пленке не будут образовываться, что и наблюдалось нами экспериментально в системе SiC/Si [15–17, 28]. Несмотря на малое значение деформации, она приводит к возникновению достаточно высоких упругих напряжений. Элементарный расчет с учетом констант упругости, приведенных выше, показывает, например, что радиальная компонента упругих напряжений равна $\sigma_{rr} = -0.8$ ГПа [85]. Следовательно, уже не пленка SiC обладает меньшим по отношению к исходной кремниевой подложке размером параметра решетки, как, в случае, стандартного роста SiC, а наоборот, новая упорядочивающая подложка (четыре кремниевые ячейки с порами под их поверхностью) обладает меньшим параметром решетки. Таким образом, подложка будет не растягивать, а сжимать пленку SiC.

Более того, поскольку слой SiC лежит над поверхностью пор, то часть границы поверхности пленки SiC «не закреплена» механически с подложкой и находится в свободном состоянии. На практике можно вырастить слои SiC, 90% площади которых, будут механически «не закреплены» с подложкой. Это приведет к тому, что в формулах расчета упругих термических деформаций необходимо вместо табличных значений коэффициентов линейного термического расширения ставить их модифицированные значения с учетом площади контакта пленки SiC с подложкой Si. Это означает, что табличные значения коэффициентов, отнесенных к единице площади, нужно умножить на долю контактирующей площади.

На сегодняшний день на подложках SiC/Si были получены эпитаксиальные слои таких полупроводников как AlN, GaN, AlGaIn, Ga₂O₃, ZnO, ZnS, CdS, CdSe, CdTe [4, 15, 25, 36, 48–83, 86–90]. Были получены слои полуполярных структур AlN, GaN [58–61]. На гетероструктурах AlN/SiC/Si, GaN/AlN/SiC/Si, AlGaIn/SiC/Si были сделаны приборные структуры, а именно пиро- и пьезодатчики, начаты работы по созданию НЕМТ транзисторов [89–92]. Впервые была отработана полупромышленная технология создания чипов для светодио-

дов на кремнии и был создан работающий макет белого светодиода на кремнии [89, 90]. Подробное описание результатов большинства этих исследований можно найти в оригинальных статьях и обзорах [8, 15, 16, 60]. Здесь обсудим лишь некоторые из этих результатов.

7. РОСТ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ A²B⁶ НА ЭЛАСТИЧНЫХ ПОДЛОЖКАХ SiC/Si

7.1. Селениды, сульфиды и теллуриды кадмия

На примере роста пленок CdS, CdSe, CdTe, ZnS и ZnO доказано, что использование SiC в качестве буферного слоя для роста полупроводников A²B⁶ на Si значительно улучшает качество роста пленок A²B⁶, приводя к эпитаксии даже при большой разнице параметров решеток пленки и подложки. Это связано с двумя факторами. Во-первых, карбид кремния предохраняет кремний от взаимодействия его с элементами шестой группы, что обеспечивает стехиометрический эпитаксиальный рост пленки A²B⁶. Во-вторых, пустоты в подложке под слоем SiC делают подложку эластичной, позволяя ей подстраиваться под растущую пленку, уменьшая упругие напряжения.

Сульфид кадмия. Сульфид кадмия (CdS) представляет собой прямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны ~2.4 эВ, который используется во многих приложениях микроэлектроники, связанных с солнечными элементами, фотоэлектрическими преобразователями, лазерами и т. д. При его росте на кремнии возникает проблема химического взаимодействия CdS с Si с образованием аморфного сульфида кремния (SiS), который сильно ухудшает полупроводниковые свойства растущих структур. В работе [33] был разработан метод эпитаксиального роста пленок методом атомно-слоевого осаждения (ALD) на подложки SiC/Si при низкой температуре (~180°C). В работе [75] был использован другой метод роста – метод испарения и конденсации в замкнутом объеме, который также позволил получить эпитаксиальные слои CdS толщиной до 300 нм.

При использовании ALD технологии роста была получена редкая, метастабильная кубическая фаза CdS. Как показано в работе [33], рост кубической фазы CdS вызван за счет двух связанных

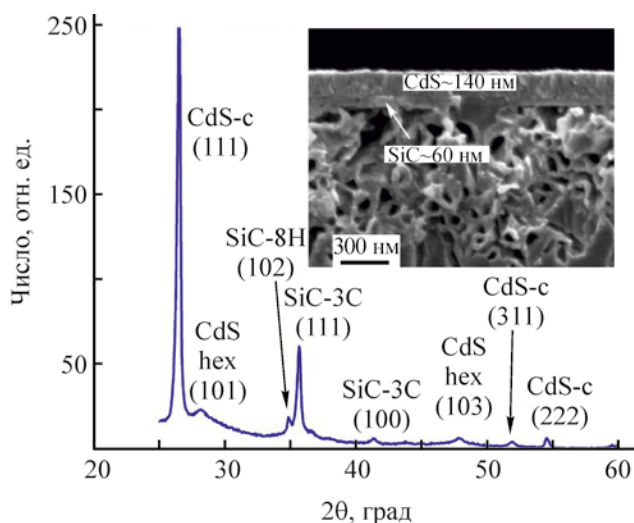


Рис. 13. Дифрактограмма рентгеновских лучей (XRD) образца CdS/SiC/Si(111). На вставке приведено изображение среза образца CdS/SiC/Si(111), полученное с помощью растрового электронного микроскопа. Под слоем SiC видны поры и пустоты в объеме Si, частично заполненные SiC.

между собой процессов, а именно, за счет роста CdS при низкой температуре ($\sim 180^\circ\text{C}$) и, за счет использования в качестве подложки буферного слоя кубического 3C-SiC политипа, выращенного на Si методом согласованного замещения атомов. Кубическая фаза была нами отождествлена методом дифракции рентгеновских лучей (XRD) и методом спектральной эллипсометрии [33]. На рис. 13 приведена дифрактограмма и SEM изображение слоя CdS-c, выращенного на подложке SiC/Si методом ALD. На рис. 14 изображен типичный рамановский спектр образца CdS-c/3C-SiC/Si(111), выращенного методом ALD. Отметим, что помимо единственной линии первого порядка CdS-c 1LO (303 cm^{-1}), соответствующей продольным оптическим колебаниям атомов, отчетливо видна соответствующая линия второго порядка 2LO (605 cm^{-1}). Направление колебаний атомов серы в CdS-c, соответствующих линии 1LO, рассчитанных методами квантовой химии, показано на вставке на рис. 14. Поскольку ширина прямой запрещенной зоны CdS-c (2.4 эВ) чуть больше энергии излучения лазера (532 нм ~ 2.33 эВ), то на рамановском спектре также видны линии как Si, так и SiC (рис. 14).

Селенид кадмия. Селенид кадмия (CdSe) обладает несколько меньшей, чем CdS, шириной запрещенной зоны (1.70 эВ в кубическом CdSe и

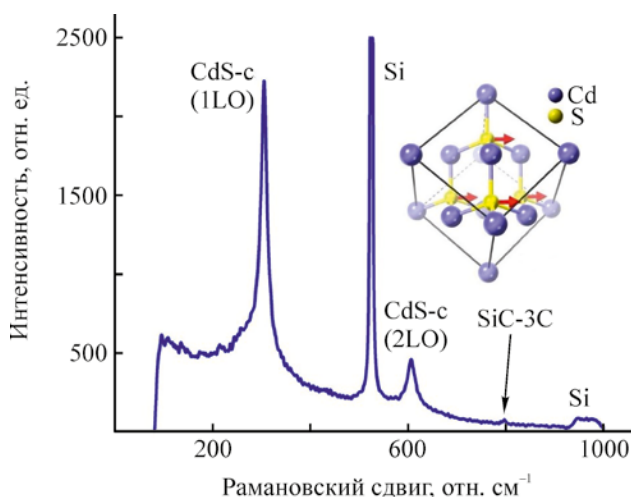


Рис. 14. Рамановский спектр образца CdS-c/SiC(111)/Si(111). На вставке показаны колебания атомов серы в CdS-c, отвечающие линии 1LO (303 cm^{-1}).

1.73 эВ в гексагональном CdSe), является прямым зонным и также представляет интерес в электронных применениях. В работе [76] методом испарения и конденсации в квазизамкнутом объеме, упомянутым выше, впервые на подложках SiC/Si были выращены эпитаксиальные слои кубического CdSe толщиной ~ 350 нм. Было выявлено, что в этом методе оптимальная температура подложки составляет 590°C , температура испарителя – 660°C , время роста – 2 с. Эксперимент показал [76], что на кремниевых подложках с буферным слоем SiC растет эпитаксиальный CdSe с кубической структурой сфалерита (на кремнии без буферного слоя образуется только поликристаллическая фаза). Анализ тонкой пленки CdSe различными методами [76] показал высокое структурное совершенство слоя и отсутствие поликристаллической фазы в нем. На рис. 15 приведено изображение среза образца CdSe/SiC/Si, полученное сканирующим электронным микроскопом. Слой CdSe имеет толщину около 350 нм. Под слоем карбида кремния толщиной ~ 100 нм отчетливо видны поры и пустоты в объеме подложки кремния, которые образовались в результате топомимической реакции замещения (1).

В работе [76] было показано, что на рамановском спектре образца CdSe/SiC/Si присутствует

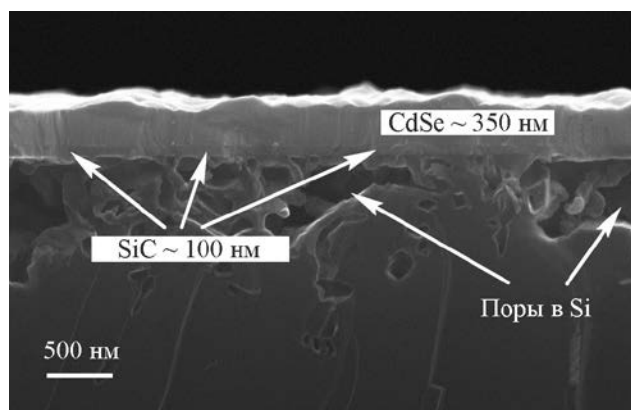


Рис. 15. Изображение среза образца CdSe/SiC/Si, полученное растровым электронным микроскопом. Под слоем SiC видны поры и пустоты в объеме Si.

как пик $\sim 205 \text{ см}^{-1}$, отвечающий оптической фононной моде CdSe (LO), так и пик $\sim 411 \text{ см}^{-1}$, отвечающий оптической фононной моде CdSe второго порядка (2LO). Для того, чтобы определить какой политип CdSe вырос, кубический или гексагональный, а также сравнить измеренный рамановский спектр CdSe с теоретическим [76] методами квантовой химии были вычислены рамановские спектры как кубического, так и гексагонального CdSe. Было показано, что рамановский спектр кубического CdSe состоит всего из одной линии первого порядка 201 см^{-1} . В силу симметрии кубического кристалла CdSe данной частоте отвечают сразу три моды продольных оптических колебаний. Рамановский спектр вюрцитного CdSe, полученный в этом же приближении, состоит из двух линий высокой интенсивности 61 и 181 см^{-1} и одной линии слабой интенсивности 191 см^{-1} . Экспериментальный рамановский спектр [76] состоял только из линии первого порядка 205 см^{-1} . Это доказывает, что в работе [76] был получен кубический слой CdSe.

Теллурид кадмия. Теллурид кадмия (CdTe) также является прямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны 1.49 эВ и находит применения в солнечных батареях, детекторах ионизирующего излучения и фотодетекторах. В работе [78] на подложках SiC/Si были выращены эпитаксиальные пленки теллурида кадмия толщиной $1\text{--}3 \text{ мкм}$. Было установлено, что оптимальная температура подложки составляет 500°C при температуре испарителя 580°C , а время роста – 4 с . Эллипсометрический, рамановский, рентгеноструктурный

и электронографический анализы показали высокое структурное совершенство слоя CdTe и отсутствие поликристаллической фазы в нем. Микроэлементный анализ [78] выявил практически идеальную стехиометричность CdTe, выращенного на SiC/Si. Эллипсометрические спектры показали прямую запрещенную зону эпитаксиального CdTe, равную 1.5 эВ .

7.2. Соединения цинка

Сульфид цинка. Сульфид цинка (ZnS) – прямозонный полупроводник и может быть представлен многими политипными модификациями, из которых основными считаются две: вюрцитная (кубическая) с шириной запрещенной зоны 3.5 эВ и сфалеритная (гексагональная) с шириной запрещенной зоны 3.9 эВ . В работе [79] получены эпитаксиальные пленки сульфида цинка на кремнии методом молекулярного наплавления. Для того чтобы избежать взаимодействия между кремнием и сульфидом цинка на поверхности кремния предварительно был синтезирован методом химического замещения атомов высококачественный буферный слой карбида кремния толщиной $\sim 100 \text{ нм}$. Дифракция быстрых электронов показала, что слои ZnS являются эпитаксиальными. Эллипсометрическими методами доказано, что выращенные слои ZnS являются прозрачными в области энергий фотонов вплоть до 3 эВ , что имеет решающее значение для приложений в оптоэлектронике. Исследование рамановского спектра образцов ZnS/SiC/Si(111) выявило наличие только одной (довольно слабой) линии 351 см^{-1} , соответствующей ZnS (рис. 16). Данная линия отвечает продольным оптическим колебаниям кристалла ZnS с кубической симметрией (см. вставку на рис. 16) и свидетельствует об относительно высоком качестве эпитаксии ZnS, поскольку толщина этого слоя не велика и составляет $\sim 130 \text{ нм}$.

Оксид цинка. Оксид цинка ZnO представляет собой прямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны 3.4 эВ . В последние годы интерес исследователей к ZnO значительно возрос в связи с перспективой его использования в тонкопленочных транзисторах, светодиодах, лазерах, фотоприемниках и других приборах. В работах [80–83] были выращены и исследованы слои ZnO на под-

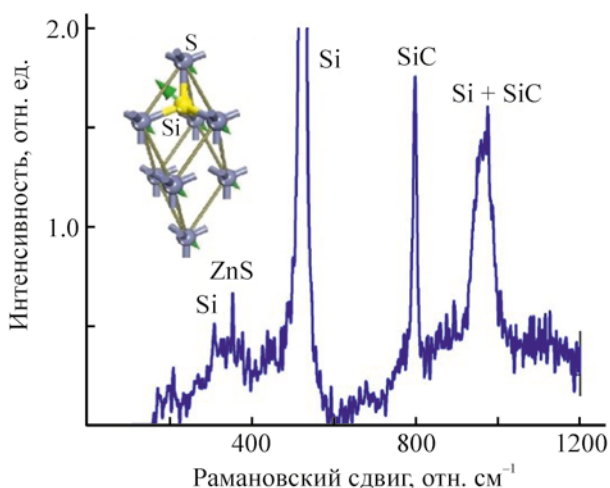


Рис. 16. Рамановский спектр образца ZnS/SiC/Si(111). Единственный пик ZnS (351 см^{-1}) отвечает продольным оптическим колебаниям (LO) кубического кристалла ZnS. Примитивная ячейка этого кристалла изображена на вставке. Стрелками показаны амплитуда и направления колебаний атомов в кристалле, отвечающих пику LO 351 см^{-1} .

ложках SiC/Si двумя различными методами. В работах [82, 83] слои ZnO были выращены методом ионно-плазменного высокочастотного магнетронного распыления. Этот метод позволил получить эпитаксиальные пленки ZnO достаточно высокого кристаллического качества. В [82] были изучены оптические константы этого слоя методом эллипсометрии, и была обнаружена одна из основных особенностей полученных образцов – поглощение света в области 2.0–3.3 эВ, которая была объяснена упругими напряжениями в слое оксида цинка.

В работе [80] на подложках SiC/Si были впервые выращены пленки ZnO методом ALD. Пленки выращивались на пластинах Si (100) при 250°C . В работе [80] было доказано, что использование SiC в качестве буферного слоя значительно улучшает качество ZnO, обеспечивая стехиометрический и эпитаксиальный рост. Слой ZnO, выращенный методом ALD, имел толщину около 200 нм. Микроэлементный анализ, который выполнялся в различных точках пленки ZnO, как по поверхности, так и по глубине, показал высокую стехиометричность состава пленки, избыток атомов кислорода не превышал 5%. Важно отметить, что наличие буферного слоя SiC сильно изменяет структуру пленки ZnO. Без буферного слоя островки ZnO имеют раз-

мер $\sim 15\text{--}20$ нм и сильно вытянутую сигарообразную форму [80, 81]. При наличии буферного слоя SiC островки ZnO более крупные $\sim 100\text{--}150$ нм и симметричные, а поверхность пленки более гладкая, что объясняется ориентирующим действием слоя SiC. Эллипсометрический анализ показал исключительную однородность толщины слоя ZnO, прямую ширину запрещенной зоны ~ 3.4 эВ и практически полное отсутствие примесей, поглощающих свет при энергиях ниже запрещенной зоны.

В работе [8] было установлено, что механизм формирования эпитаксиальных текстур ZnO зависит от типа проводимости (*n*- или *p*-тип) подложки, и предложена теоретическая модель, объясняющая эффект формирования текстуры и ее зависимость, от типа проводимости. Эффект связан с превращением вицинальных поверхностей Si(100) в поверхности SiC при его синтезе методом атомного замещения. Обнаружены существенные различия между структурой и механизмами роста слоев ZnO на подложках SiC/Si(111) и SiC/Si(100).

8. РОСТ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ A^3B^5 НА ЭЛАСТИЧНЫХ ПОДЛОЖКАХ SiC/Si

8.1. Рост эпитаксиальных пленок GaN, AlN и AlGaN на подложках SiC/Si методом хлорид-гидридной эпитаксии

Одним из наиболее перспективных методов роста толстых слоев III-нитридов, помимо аммонотермального метода [93], является хлорид-гидридная эпитаксия [50, 53, 56–61, 66–69], которая позволяет выращивать слои с большой скоростью, порядка 60–100 мкм/ч. Для роста использовалась установка HVPE горизонтального типа с диаметром кварцевой трубки 76 мм и резистивным нагревом. Для эпитаксии использовались подложки SiC/Si, выращенные методом замещения атомов с различными ориентациями: SiC/Si(111), SiC/Si(110) и SiC/Si(100). При осаждении AlN, AlGaN и GaN температура в зоне роста составляла 1050°C , а в зоне источников – от 600 до 850°C . Реагентами были хлористый водород (HCl) и аммиак (NH_3). В качестве транспортного газа использовался аргон высокой чистоты (Ar). Металлический галлий (Ga) и алюминий (Al) использо-

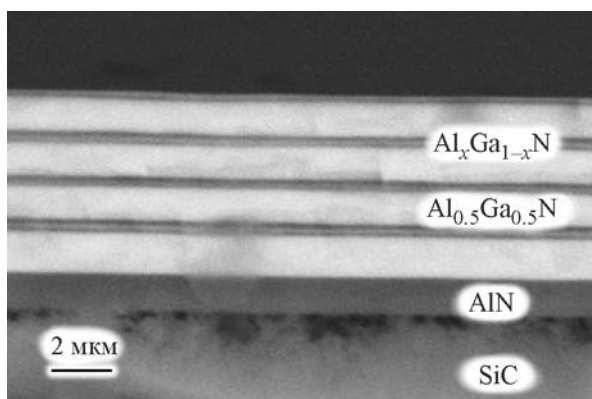


Рис. 17. SEM-Изображение торцевого скола образца $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{SiC}/\text{Si}(111)$, в котором наблюдается периодическое изменение состава.

валились как источники элементов, которые сразу же участвовали в химической реакции. Был проведен цикл экспериментов по росту тонких и толстых слоев при различных условиях и были детально исследованы механизмы роста III-нитридов, влияние подложки на процесс роста, а также многие свойства получаемых слоев. Подробное описание данных исследований можно найти в оригинальных работах [50, 53, 56–61, 66–69]. Здесь только отметим, что методом HVPE в работе [69] впервые в мировой практике на подложках SiC/Si были выращены объемные эпитаксиальные слои AlN, AlGaN и GaN толщиной от 100 мкм и более и было показано, что возможно их отделение от подложки и перенос на другие, например, хорошо отводящие тепло подложки. Толщины монокристаллических слоев были следующие: AlN выращен толщиной до 200 мкм, слои AlGaN – толщиной до 400 мкм; слои GaN – толщиной до 300 мкм; пленки GaN полуполярной (11 $\bar{2}$ 4) ориентации – толщиной до 30 мкм.

В работах [51, 58–61] был предложен и реализован новый способ синтеза полуполярных слоев нитрида галлия и алюминия на подложках SiC/Si и было показано, что применение буферных слоев SiC и AlN позволяет формировать эпитаксиальные слои полуполярного нитрида галлия с отклонением от полярной оси c кристалла на угол 48–51°. Полученные образцы обладали минимальной полушириной кривой качания рентгеновской дифракции $\omega(\theta) \sim 24'$.

8.2. Самоорганизация состава эпитаксиальных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ при их росте подложках SiC/Si

В работе [94] обнаружено и описано явление возникновения самопроизвольного изменения состава слоев в процессе роста пленок $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Установлено, что в процессе роста пленок $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с низким, порядка 11–24% содержанием Al, возникают прослойки или домены, состоящие из AlGaN стехиометрического состава. В работе [94] была предложена модель, согласно которой самоорганизация по составу возникает вследствие воздействия на кинетику роста пленки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ двух процессов. Первый процесс связан с конкуренцией двух химических реакций, протекающих с различной скоростью. Одной из этих реакций является реакция образования AlN; вторая – реакция образования GaN. Вторым процессом – возникновение упругих сжимающих и растягивающих напряжений в процессе роста пленок $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ на SiC/Si(111). Оба процесса влияют друг на друга, что приводит к сложной картине аperiodического изменения состава по толщине слоя пленки. На рис. 17 приведено SEM-изображение торцевого скола образца $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{SiC}/\text{Si}(111)$, в котором наблюдается периодическое изменение состава.

8.3. Пьезо- и пиросвойства слоев AlGaN, выращенных на эластичных подложках SiC/Si(111)

Наличие полярной оси, высоких значений спонтанной поляризации и пьезоэлектрических параметров в кристаллах AlN и GaN позволяет использовать их для создания целого спектра микроэлектромеханических преобразователей – от приемно-передающих акустических устройств, актюаторов, сенсоров и т. д., до разнообразных СВЧ-устройств – генераторов, линий задержки, фильтров, которые могут функционировать в широком интервале температур. По своим электромеханическим и пирозлектрическим характеристикам эти материалы конкурентоспособны по сравнению с традиционными сегнетоэлектрическими материалами, такими как твердые растворы цирконата-титаната свинца, ниобат и танталат лития [95–100]. Полярные свойства твердых растворов нитридов галлия и алюминия – $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с различным элементарным соотношением Al и Ga до

настоящего времени практически не были исследованы. Интерес к этим материалам определяется тем, что они могут сочетать как высокую спонтанную поляризацию и электромеханические свойства, присущие нитриду алюминия, так и высокие пирозлектрические параметры, обнаруженные у нитрида галлия.

В работе [91] были впервые (данные по измерению пьезо- и пиросвойств пленок твердых растворов $Al_xGa_{1-x}N$ отсутствуют в мировой литературе) проведены исследования частотных зависимостей диэлектрической проницаемости и пьезо- и пиросвойств пленок твердых растворов $Al_xGa_{1-x}N$, в которых в процессе роста самопроизвольно образуются прослойки $Al_xGa_{1-x}N$ различного состава (рис. 17). В работе [91] исследовались диэлектрические и пиросвойства слоев $Al_xGa_{1-x}N$ двух типов, выращенных методом HVPE. Одни образцы $Al_xGa_{1-x}N$ были выращены на гибридных подложках SiC/Si(111) без подслоя AlN, а другие образцы были выращены на подложках AlN/SiC/Si(111) со слоем AlN. Исследования показали, что во всех образцах наблюдалась значительная частотная дисперсия диэлектрической проницаемости. Величина диэлектрических потерь ($tg\delta$) в этих образцах была на порядок ниже, чем в чистом нитриде алюминия, снижаясь до $\sim(2-3)\times 10^{-3}$ при частотах, превышающих 100 кГц. Обнаружено существенное различие в пирозлектрических коэффициентах образцов $Al_xGa_{1-x}N/SiC/Si(111)$ и $Al_xGa_{1-x}N/AlN/SiC/Si(111)$. Исследования показали, что пирозлектрический коэффициент слоев $Al_xGa_{1-x}N$, выращенных непосредственно на SiC/Si(111) в 2 раза превышает пирозлектрический коэффициент пленок $Al_xGa_{1-x}N$, выращенных на подложках AlN/SiC/Si(111) и практически в 1.5 раза превышает пирозлектрический коэффициент пленок AlN, который достигал теоретически предельных значений. Измерения пирокоэффициентов этих гетероструктур показали, что вне зависимости от ориентации исходной подложки Si их пирокоэффициенты имеют близкие к друг другу значения порядка $\gamma \sim (0.7-1) \times 10^{-10}$ C/смК. Показано, что для повышения величины пироотклика необходимо на поверхность $Al_xGa_{1-x}N/SiC/Si$ наносить слой AlN, толщиной порядка 1 мкм. Это приводит к рекордным для кристаллов и пленок AlN, значениям пирокоэффициента $\gamma \sim 18 \times 10^{-10}$ C/смК.

9. ОСОБЕННОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО РОСТА III-N СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ПОДЛОЖКАХ SiC/Si И СВЕТОДИОД НА ОСНОВЕ AlInGaN-ГЕТЕРОСТРУКТУР, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ SiC/Si(111)

В работе [89] методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (MCVD) на эластичных темплейтах SiC/Si(111), сформированных методом согласованного замещения атомов, были выращены светоизлучающие III-N гетероструктуры и проведены исследования их оптических и структурных свойств. В результате исследований [89] была выращена гетероструктура с плотностью краевых дислокаций в активной области $\sim 5 \times 10^8$ см⁻², что типично для структур на подложках сапфира.

В работе [90] на основе полученной гетероструктуры AlInGaN/GaN, сформированной на подложках SiC/Si, была разработана технология изготовления корпусированных светодиодов. Проведенные исследования [90] однозначно показали, что поры, образующиеся в процессе образования SiC из Si при синтезе методом замещения атомов [7–13, 15, 16], играют позитивную роль при создании светодиодов, поскольку они эффективно рассеивают собственное излучение. Наличие пор на интерфейсе SiC/Si помимо сильного рассеяния света и увеличения его вывода за счет разрушения «конуса вывода света» также приводит к повышению отражения света в силу большого значения контраста показателей преломления поры и материала SiC, что уменьшает долю света, поглощаемого непрозрачной подложкой. Кроме того, поры, способствуя рассеянию света на границе гетероструктуры, предотвращают захват генерируемого света в волновод гетероструктуры с последующим его поглощением при многократном отражении от ее границ. На сапфировых подложках для устранения данного эффекта предварительно создается специальный, рассеивающий свет рельеф. Таким образом, в процессе изготовления светодиодных кристаллов наличие пор в подложках SiC/Si привело к заметной разнице внешнего вида поверхности образцов по сравнению с образцами светодиодных структур на Si подложке. Также можно отметить, что светодиодные чипы, изготовленные

на подложке SiC/Si, показывали равномерное свечение по всей поверхности активной области в отличие от чипов на подложке Si (рис. 18).

10. КАРБИД КРЕМНИЯ НА КРЕМНИИ – НОВЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ СПИНТРОНИКИ

Совсем недавно казалось, что уже скоро электроника подойдет к пределу своих возможностей. Увеличивать дальше число транзисторов на чипах и их тактовую частоту становилось все труднее и труднее. Однако человечество нашло выход из этого положения. Исследователи уже давно проявляют интерес к так называемым ферромагнитным полуметаллам. Это необычные ферромагнетики, которые имеют электроны на уровне Ферми в односпиновом состоянии – все со спином вверх, или все со спином вниз. Ток в ферромагнитных полуметаллах создается только электронами с заданным направлением спина, например, со спином вверх, а электроны со спином вниз являются неподвижными, так как лежат в валентной зоне и в переносе заряда участия не могут. Благодаря этому электрический ток через ферромагнитный полуметалл автоматически переносит спин, т. е. является еще и спиновым током. Таким образом, на смену привычной полупроводниковой электронике, использующей только заряд электрона, скоро должны прийти более совершенные устройства, работа которых опирается на использование его спина. Соответственно, это направление электроники получило название спинтроники. Считается [101, 102], что история спинтроники начинается со статьи [103], опубликованной в 1988 г. В этой работе был описан эффект гигантского магнетосопротивления в многослойных структурах Fe/Cr на подложке GaAs. В работе [103] было дано качественное объяснение этого явления и была высказана идея, что прохождение электронов между слоями Fe зависит от направления их спина по отношению к направлению намагниченности слоев Fe, т. е. сопротивление структуры уменьшается, когда внешним магнитным полем векторы намагниченности в слоях Fe делаются параллельными. При параллельной ориентации намагниченностей слоев сопротивление мало, а при встречной ориентации намагниченностей оно возрастает. Величина относительного изменения сопротивления может достигать десяти процентов, что значительно

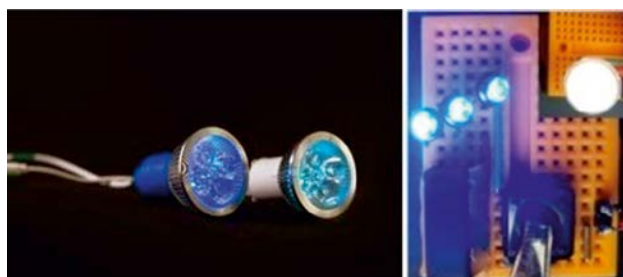


Рис. 18. Внешний вид готовых светодиодов на основе чипов, изготовленных на основе гетероструктуры AlInGaN/GaN, на подложках SiC/Si.

превышает величину обычного магнетосопротивления и оправдывает использование термина «гигантский». Эффект возникает из-за зависимости эффективности рассеяния электронов от направления спина [101].

Спинтроника – бурно развивающаяся область знаний. Интенсивное развитие этого направления стало возможным в связи с развитием методов компьютерного моделирования. Одними из первых хорошо изученных материалов спинтроники являются полупроводниковые соединения на основе сплавов Гейслера. Сплав Гейслера [104] – это тройное интерметаллическое соединение с химической формулой X_2YZ . Другая возможность создания нужных для спинтроники свойств основана на создании в полупроводниковых материалах комплексов на основе точечных дефектов, которые могут иметь различный заряд. Таким комплексом, например, является азотно-вакансионный центр (NV^-) в алмазе [105].

Впервые модель заряженных вакансий и их влияние на полупроводниковые свойства материалов была выдвинута в 1975 г. Р. Андерсоном [106]. На примере халькогенидных стекол Р. Андерсон [106] предположил, что два электрона атома халькогена с противоположными спинами притягиваются друг к другу, а кулоновское отталкивание электронов на атомном центре компенсируется отрицательной энергией электрон-фононного взаимодействия. Такой дефект способен образовать в запрещенной зоне полупроводника два уровня E_1 и E_2 , разделенных корреляционной энергией $U = E_2 - E_1 < 0$, где E_1 и E_2 – энергии ионизации первого и второго электрона. Р. Андерсон использовал для этих центров обозначение U^- . В последнее время модель U^- применяется при создании новых

теорий высокотемпературной сверхпроводимости. Сильное электрон-фононное взаимодействие приводит к тому, что энергия связи двух электронов превосходит энергию их кулоновского отталкивания, т. е. эффективная корреляционная энергия их пары отрицательна [107]. Это означает, что, в принципе, электроны могут связываться в пары и существовать в таком состоянии даже при комнатной температуре [107]. Обычно примесные атомы образуют в запрещенной зоне полупроводника одноэлектронный уровень. Это или донорный или акцепторный уровень. С донорного уровня электроны поступают в зону проводимости полупроводника и, тем самым обеспечивают перенос тока в полупроводнике. Примесь на акцепторном уровне захватывает электроны из валентной зоны, а перенос тока обеспечивают дырки валентной зоны. Центры U^- способны поставлять в разрешенные зоны два носителя тока, т. е. они образуют в запрещенной зоне полупроводника два энергетических уровня E_1 и E_2 . Эти центры обладают двумя устойчивыми состояниями, которые соответствуют отсутствию локализованных электронов или на центре локализуется два электрона. Промежуточное зарядовое состояние этих центров неустойчиво. Электрон с нейтрального центра D^0 переходит на ближайший нейтральный центр D^0 , где со вторым электроном этого центра образует пару. В результате на первом центре образуется состояние D^+ , а на втором – два связанных электрона и состояние D^- , т. е. происходит реакция типа $2D^0 \rightarrow D^- + D^+$ [107]. Однако это характерно в основном для амфотерных центров. Центры донорного типа распадаются по реакции $2D^+ \rightarrow D^0 + D^{2+}$. В результате этих процессов, например, уровень D^0 расщепляется на два уровня.

Хорошо известный NV^- дефект в алмазе (N обозначает атом азота, а V углеродную вакансию) – это своеобразный U^- центр Р. Андерсона. С этим центром исследователи связывают большие надежды развития спинтроники, поскольку этот центр обладает спиновой поляризацией. Подобные спин-поляризованные дефекты пытаются реализовать и в монокристаллах карбида кремния. Однако получение кремниевых вакансий в монокристаллах карбида кремния крайне затруднительно. Работа образования V_{Si} в карбиде кремния кубического политапа 3C-SiC очень велика и примерно равна

~ 8 эВ, тогда как работа образования углеродной вакансии V_C в 3C-SiC значительно меньше ~ 3.5 эВ [108]. Это означает, что термическим путем получить V_{Si} в SiC невозможно, образуются лишь V_C . Поэтому, в настоящее время для создания кремниевых вакансий используются различные методы облучения SiC высокоэнергетичными пучками как электронов, так и ионов. У методов облучения довольно много недостатков, например, существенная неоднородность структуры дефектов, как в направлении пучка, так и перпендикулярно ему, большое количество нежелательных дефектов (помимо требуемых V_{Si}), сложность в обработке образцов большой площади.

Существует еще один метод создания аналогичных центров в Si, разработанный Н.Т. Багравым с сотрудниками [109] (здесь мы приводим только одну ссылку из многочисленных работ данной группы). Подложка Si(100) *n*-типа проводимости предварительно окисляется в атмосфере сухого кислорода в присутствии паров CCl_4 . Затем на обработанной определенным образом поверхности Si с помощью фотолитографии создавались окна в холловской геометрии для проведения кратковременной диффузии бора из газовой фазы. Согласно работе [109], формирование слоев окисла на поверхности монокристаллического кремния способствует генерации избыточных потоков собственных межузельных атомов и вакансий, которые имеют выделенное кристаллографическое направление вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ соответственно. На начальной стадии окисления образование тонкого слоя окисла сопровождается генерацией избыточных межузельных атомов кремния, которые способны формировать небольшие микродефекты, тогда как противоположно направленные потоки вакансий приводят к их аннигиляции. Поскольку истоки и стоки избыточных межузельных атомов и вакансий на окисляющейся поверхности кремния (100) располагаются соответственно вблизи положительно и отрицательно заряженных реконструированных кремниевых оборванных связей, то, как полагают авторы [109], на поверхности Si образуются микродефекты в форме пирамид, состоящих из собственных межузельных атомов, размером порядка 2 нм. Для пассивации оборванных связей, созданных в процессе предварительного окисления подложек кремния

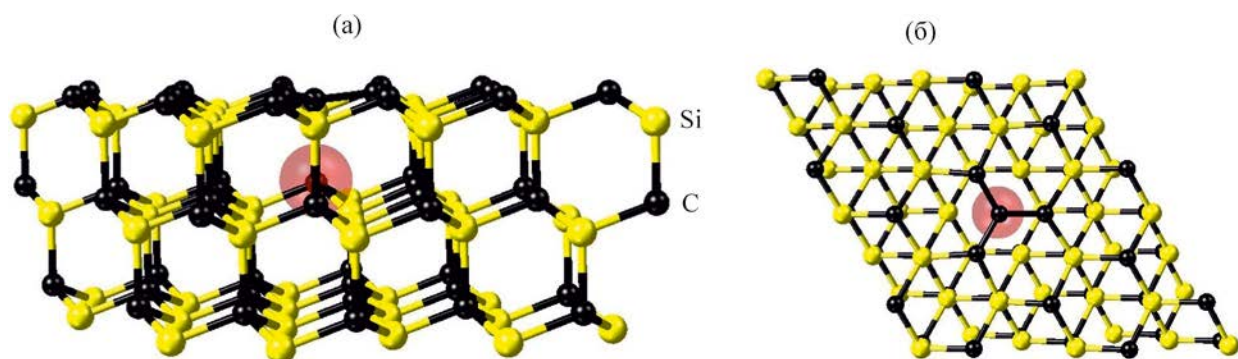


Рис. 19. Стабильное состояние C_4V центра в 3C-SiC, состоящее из почти плоского кластера из 4 атомов C и пустоты, показанной как полупрозрачная красная сфера: (а) вид в направлении $\langle 011 \rangle$, (б) вид в направлении $\langle 100 \rangle$.

(100), авторы метода [109] осуществляют кратковременную обработку этой поверхности бором. При этом они полагают, что диффузия бора приводит к трансформации слоев микродефектов. При этом на поверхности и в тонком приповерхностном слое Si создаются сильнолегированные бором δ -образные барьеры, приводящие к образованию сверх узких квантовых ям p -типа. Именно в этих ямах и формируются изолированные кремниевые вакансии V_{Si} типа U^- . Подобным образом, авторы [109] формируют U^- и на других веществах, предварительно, осаждая на их поверхность слой Si.

Отметим, что в методе согласованного замещения атомов, развитом в работах [7–17, 25, 28] кремниевые вакансии образуются естественным образом, сразу и без дополнительных воздействий на поверхность Si при протекании реакции синтеза SiC(1). Как отмечалось в работе [47] метод [7–17, 25, 28] был существенно доработан. При получении SiC по методу [47] вначале кремниевые вакансии создаются высокотемпературным отжигом в кремнии Si, и лишь затем этот кремний превращается в 3C-SiC за счет химической реакции с монооксидом углерода CO. Как показано в работе [108], в результате отжига часть кремниевых вакансий, пройдя «химический отбор» при этом превращении, попадает в SiC. Если SiC синтезировался на Si, легированным бором B, то тепловые флуктуации в SiC заставляют перескочить соседний с вакансией атом углерода C на ее место. При этом образуется почти плоский кластер из 4 атомов C и дополнительная пустота непосредственно под ним. Данное стабильное состояние вакансии

по аналогии с NV центрами в алмазе был назван в работе [108] C_4V центром. Центры C_4V в выращенном 3C-SiC обнаружены экспериментально методами рамановской спектроскопии и методом эллипсометрии [108]. Расчеты, выполненные методами теории функционала плотности, показали, что C_4V центры обладают магнитным моментом, равным магнетону Бора μ_B , и приводят к спиновой поляризации в SiC, если концентрация C_4V центров достаточно велика [108]. Расчеты DFT показали, что стабильное состояние вакансии кремния C_4V в SiC на Si, легированном бором, представляет собой почти плоский кластер из четырех атомов C (с длиной связи 1.57 Å) и дополнительной пустотой диаметром 1.85 Å, расположенный на расстоянии 2.0 Å ниже кластера (см. рис. 19).

Важно отметить, что углеродная вакансия, находящаяся под углеродным кластером C_4 , сильно с ним взаимодействует, обеспечивая ему магнитный момент. Чтобы эта углеродная вакансия продиффундировала в другое место, надо затратить энергию 1.2 эВ. Углеродный кластер при этом перестает быть плоским и целиком теряет магнитный момент. Таким образом, слабомагнитное метастабильное состояние V_{Si} при температурах $T > 1200^\circ\text{C}$ переходит в магнитное стабильное состояние C_4V через немагнитное переходное состояние (рис. 20).

В обычных немагнитных системах, включая идеальный SiC, плотность электронов со спином вверх в каждой точке системы равна плотности электронов со спином вниз. Иначе обстоит дело с SiC, получаемым методом согласованного замеще-

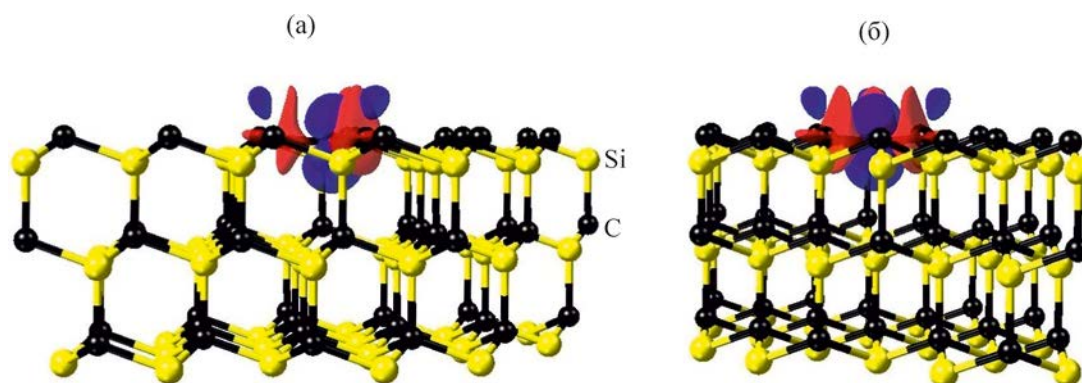


Рис. 20. Разница в плотности электронов со спином вверх и спином вниз в модельной системе с C_4V центром. Граница области синего цвета соответствует разности 0.05 \AA^{-1} , граница области красного цвета соответствует разности 0.01 \AA^{-1} .

ния атомов, т. е. содержащим C_4V центры. Причина этого заключается в том, что центральный атом С в кластере имеет один неспаренный p -электрон (поэтому C_4V центры в SiC во многом похожи на NV центры в алмазе). Именно этот электрон кардинально меняет электрические и магнитные свойства SiC. На рис. 21 изображена разница в плотности электронов со спином вверх и спином вниз в модельной системе с C_4V центром. Граница области синего цвета соответствует разности 0.05 \AA^{-1} , граница области красного цвета соответствует разности -0.01 \AA^{-1} . Центральная синяя область, имеющая вид трехмерной восьмерки, отвечает положению неспаренного p -электрона атома С, находящегося в центре кластера C_4 . Общее значение магнитного момента одного C_4V центра равно $1 \mu_B$. На рис. 22 показана проекция разности плот-

ности электронов со спином вверх и спином вниз на плоскость (100), проходящую через центры атомов Si чуть ниже углеродного кластера C_4 .

Наличие стабильных кремниевых вакансий, т. е. C_4V центров, превращает SiC в систему с твердотельным спином, что кардинально меняет не только магнитные, но и электрические свойства SiC. Зонная структура 3C-SiC сильно зависит от концентрации C_4V центров и от их взаимного расположения, т. е. от группы симметрии. В данном случае образуется новая зонная структура, а вещество оставаясь карбидом кремния на химическом уровне, превращается в вещество с совершенно иными электрофизическими и магнитными свойствами [108]. Результаты расчетов зонной структуры [108] показали, что C_4V центры делают различную зонную структуру для электронов с разными спинами. Образуются три подсистемы. Система I имеет размеры $a = b = 10.60 \text{ \AA}$, $\alpha = 60^\circ$, $c = 7.58 \text{ \AA}$ и содержит 35 атомов Si, 36 атомов C, группа симметрии $P31m$, концентрация C_4V центров равна $n_{C_4V} = 1/36 \approx 2.8\%$, т. е. отсутствует каждый 36 атом Si. Система II имеет размеры $a = b = 10.52 \text{ \AA}$, $\alpha = 90^\circ$, $c = 6.10 \text{ \AA}$ и содержит 23 атомов Si, 24 атомов C, группа симметрии Pm , концентрация C_4V центров равна $n_{C_4V} = 1/24 \approx 4.2\%$, т. е. отсутствует каждый 24 атом Si. Система III имеет размеры $a = b = 6.04 \text{ \AA}$, $\alpha = 60^\circ$, $c = 10.11 \text{ \AA}$ и содержит 15 атомов Si, 16 атомов C, группа симметрии $P3m1$, концентрация C_4V центров равна $n_{C_4V} = 1/16 \approx 6.3\%$, т. е. отсутствует каждый 16 атом Si. При низкой концентрации C_4V центров 3C-SiC становится ферромагнитным полупроводником, ширина его

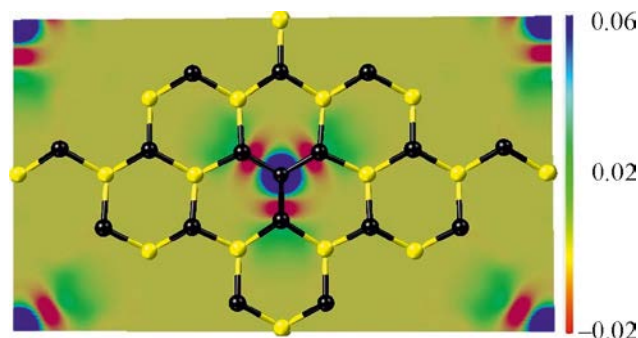


Рис. 21. Проекция разности плотности электронов со спином вверх и спином вниз на плоскость (100), проходящую через центры атомов Si чуть ниже углеродного кластера C_4 . Шкала цветов меняется от -0.02 (красный цвет) до 0.06 \AA^{-1} (синий цвет).

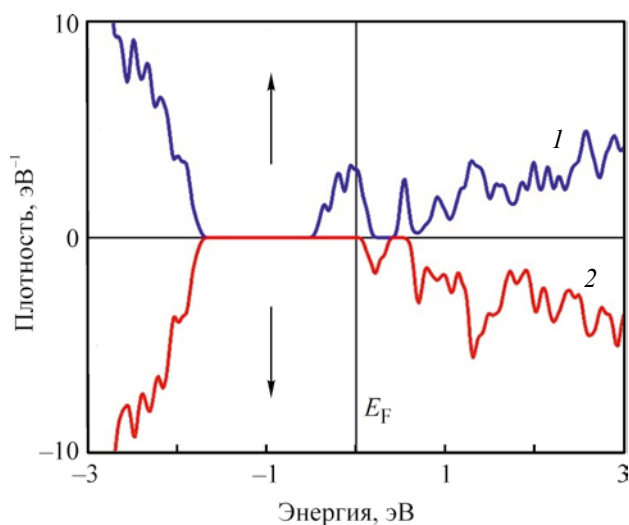


Рис. 22. Плотность электронных состояний со спином вверх и спином вниз для SiC с $n_{C_4V} \approx 4.2\%$. Кривая 1 описывает электроны со спином вверх, кривая 2 описывает электроны со спином вниз. Система является ферромагнитным полуметаллом со спиновой поляризацией 100%.

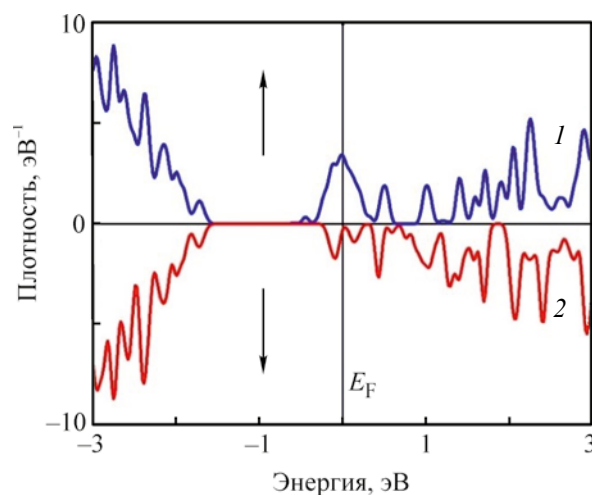


Рис. 23. Плотность электронных состояний со спином вверх и спином вниз для SiC с $n_{C_4V} \approx 6.3\%$. Кривая 1 описывает электроны со спином вверх, кривая 2 описывает электроны со спином вниз. Система является ферромагнитным металлом со спиновой поляризацией 84%.

запрещенной зоны зависит от спина. Для электронов со спином вниз зонная структура почти не меняется по сравнению с идеальным 3C-SiC, ширина зоны остается равной 2.4 эВ. Однако для электронов со спином вверх ширина запрещенной зоны уменьшается до 0.6 эВ. При увеличении концентрации n_{C_4V} эта разница усиливается, приводя к качественным изменениям. В частности, система II уже является металлом для электронов со спином вверх, а для электронов со спином вниз система II продолжает оставаться полупроводником с непрямой зоной 1.8 эВ. Таким образом, 3C-SiC, выращенный методом согласованного замещения атомов на кремниевой подложке, является полуметаллическим ферромагнетиком со 100% спиновой поляризацией. Плотность электронных состояний со спином вверх и спином вниз для системы II показана на рис. 22. При дальнейшем увеличении n_{C_4V} 3C-SiC превращается в магнитный металл, однако концентрация свободных электронов (т. е. на уровне Ферми) со спином вверх существенно превышает концентрацию свободных электронов со спином вниз, что обеспечивает высокое значение спиновой поляризации и в этом случае. В частности, для системы III спиновая поляризация равна 84%. Плотность электронных состояний со

спином вверх и спином вниз для системы III показана на рис. 23.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре отражены основные результаты технологии и теории роста SiC на Si методом согласованного замещения атомов, полученные нами с 2008 по 2021 г. За нехваткой места мы не коснулись наших работ по росту SiC на подложках сапфира и работ по росту пленок алмазоподного углерода на подложках SiC/Si [110]. Это последнее направление существенно развивает метод согласованного замещения атомов. В результате дальнейшего замещения атомов удастся заместить оставшиеся в SiC атомы кремния на атомы углерода [110]. Нами были выращены эпитаксиальные пленки соединений всего ряда полупроводников A^2B^6 ; в обзоре мы коснулись лишь части этих работ. На подложках SiC/Si были выращены нитевидные нанокристаллы соединений группы A^3B^5 [54, 62, 111]. Эти работы не были затронуты в обзоре. Мы не упомянули и большой цикл работ, посвященный фотоэмиссионным исследованиям электронной структуры интерфейса $Me^{II}/SiC/Si(111)$, где Me^{II} обозначает металл второй группы таблицы Д.И. Менделеева: барий или цезий [112].

На гетероструктурах AlN/SiC/Si, GaN/AlN/SiC/Si, AlGaIn/SiC/Si были сделаны приборные структуры, а именно пиро- и пьезодатчики, начаты работы по созданию НЕМТ транзисторов. И, самое главное, что нам удалось отразить в этом обзоре – это продемонстрировать, что технология роста пленок SiC на Si методом замещения атомов доведена до стадии готовности к промышленному производству чипов с гетероструктурами для светодиодов на кремнии.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Кукушкин Сергей Арсеньевич, ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-2973-8645>

Осипов Андрей Викторович, ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-2911-7806>

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследования выполнены с использованием оборудования уникальной научной установки «Физика, химия и механика кристаллов и тонких пленок» Института проблем машиноведения РАН (Санкт-Петербург). Авторы выражают признательность сотрудникам лаборатории «Структурных и фазовых превращений в конденсированных средах» Института проблем машиноведения РАН А.С. Гращенко, А.В. Кандакову и А.В. Редькову за помощь в проведении экспериментальных исследований и синтезе пленок SiC/Si и Т.В. Лавровой за помощь в оформлении рукописи данной статьи.

ФОНДОВАЯ ПОДДЕРЖКА

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-12-00193).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nishino S., Powell J.A., Will H.A. // *Appl. Phys. Lett.* 1998. Vol. 42. N 5. P. 460. doi 10.1063/1.93970
2. Fissel A. // *Phys. Rep.* 2003. Vol. 379. N 3–4. P. 149. doi 10.1016/S0370-1573(02)00632-4
3. Lebedev A.A. // *Semicond. Sci. Technol.* 2006. Vol. 21. N 6. P. R17. doi 10.1088/0268-1242/21/6/R01
4. Kukushkin S.A., Osipov A.V., Bessolov V.N., Medvedev B.K., Nevolin V.K., Tcarik K.A. // *Rev. Adv. Mater. Sci.* 2008. Vol. 17. P. 1.
5. Severino A., Locke C., Anzalone R., Camarda M., Piluso N., La Magna A., Sadow S., Abbondanza G., D'Arrigo G., La Via F. // *ECS Trans.* 2019. Vol. 35. N 6. P. 99. doi 10.1149/1.3570851
6. Ferro G. // *Crit. Rev. Solid State Mater. Sci.* 2015. Vol. 40. N 1. P. 56. doi 10.1080/10408436.2014.940440
7. Кукушкин С.А., Осипов А.В. // *Физика твердого тела.* 2008. Т. 50. № 7. С. 1188; Kukushkin S.A., Osipov A.V. // *Phys. Solid State.* 2008. Vol. 50. N 7. P. 1238. doi 10.1134/S1063783408070081
8. Кукушкин С.А., Осипов А.В., Феоктистов Н.А. Пат. 2363067 (2008). РФ // Б. И. 2009. № 21.
9. Kukushkin S.A., Osipov A.V. // *J. Physics. (D).* 2017. Vol. 50. N 46. P. 464006. doi 10.1088/1361-6463/AA8F69
10. Кукушкин С.А., Осипов А.В. // *Докл. АН.* 2012. Т. 444. № 3. С. 266; Kukushkin S.A., Osipov A.V. // *Dokl. Phys.* 2012. Vol. 57. N 5. P. 217. doi 10.1134/S1028335812050072
11. Кукушкин С.А., Осипов А.В. // *Изв. АН. Механика твердого тела.* 2013. № 2. С. 122; Kukushkin S.A., Osipov A.V. // *Mech. Solids.* 2013. Vol. 48. N 2. P. 216. doi 10.3103/S0025654413020143
12. Kukushkin S.A., Osipov A.V. // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 113. N 2. P. 024909. doi 10.1063/1.4773343
13. Кукушкин С.А., Осипов А.В. // *Физика и техника полупроводников.* 2013. Т. 47. № 12. С. 1575; Kukushkin S.A., Osipov A.V. // *Semiconductors.* 2013. Vol. 47. N 12. P. 1551. doi 10.1134/S1063782613120129
14. Кукушкин С.А., Осипов А.В. // *Физика твердого тела.* 2014. Т. 56. № 4. С. 761; Kukushkin S.A., Osipov A.V. // *Phys. Solid State.* 2014. Vol. 56. N 4. P. 792. doi 10.1134/S1063783414040143
15. Kukushkin S.A., Osipov A.V. // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2014. Vol. 47. N 31. P. 313001. doi 10.1088/0022-3727/47/31/313001
16. Кукушкин С.А., Осипов А.В., Феоктистов Н.А. // *Физика твердого тела.* 2014. Т. 56. № 8. С. 1457; Kukushkin S.A., Osipov A.V., Feoktistov N.A. // *Phys. Solid State.* 2014. Vol. 56. N 8. P. 1507. doi 10.1134/S1063783414080137
17. Кукушкин С.А., Осипов А.В., Феоктистов Н.А. // *Рос. хим. ж.* 2013. Т. 57. № 6. С. 36.
18. Spitzer W.G., Kleinman D.A., Frosch C.J. // *Phys. Rev.* 1959. Vol. 113. N 1. P. 133. doi 10.1103/PhysRev.113.133
19. Khan I.H., Summergrad R.N. // *Appl. Phys. Lett.* 2004. Vol. 11. N 1. P. 12. doi 10.1063/1.1754939
20. Khan I.H., Learn A.J. // *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 15. N 12. P. 410. doi 10.1063/1.1652881

21. *Haq K.E., Khan I.H.* // J. Vac. Sci. Technol. 2000. Vol. 7. N 4. P. 490. doi 10.1116/1.1315373
22. *Graul J., Wagner E.* // Appl. Phys. Lett. 1972. Vol. 21. N 2. P. 67. doi 10.1063/1.1654282
23. *Вудворд Р., Хоффман Р.* Сохранение орбитальной симметрии. М.: Мир, 1971. 207 с.; *Woodward R.B., Hoffman R.* The Conservation of Orbital Symmetry. Weinham: Chemie GmbH, 1970. 178 p.
24. *Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // Физика твердого тела. 2018. Т. 60. № 9. С. 1841; *Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // Phys. Solid State. 2018. Vol. 60. N 9. P. 1891. doi 10.1134/S1063783418090184
25. *Kukushkin S.A., Osipov A.V., Soshnikov I.P.* // Rev. Adv. Mater. Sci. 2017. Vol. 52. P. 29.
26. *Калинкин И.П., Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52. № 6. С. 656; *Kalinkin I.P., Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // Semiconductors. 2018. Vol. 52. N 6. P. 802. doi 10.1134/S1063782618060118.
27. *Калинкин И.П., Кукушкин С.А., Осипов А.В.* Пат. 2323503 (2006). РФ // Б. И. 2008. №12.
28. *Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // Inorg. Mater. 2021. Vol. 57. N 13. P. 1319. doi 10.1134/S0020168521130021
29. *Кукушкин С.А., Осипов А.В., Осипова Е.В., Стожаров В.М.* // Физика твердого тела. 2022. Т. 64. № 3. С. 326. doi 10.21883/FTT.2022.03.52093.232
30. *Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // Письма ЖТФ. 2016. Т. 42. № 4. С. 16; *Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // Tech. Phys. Lett. 2016. Vol. 42. N 2. P. 175. doi 10.1134/S1063785016020280
31. *Сорокин Л.М., Веселов Н.В., Щеглов М.П., Калмыков А.Е., Ситникова А.А., Феоктистов Н.А., Осипов А.В., Кукушкин С.А.* // Письма ЖТФ. 2008. Т. 34. № 22. С. 88; *Sorokin L.M., Veselov N.V., Shcheglov M.P., Kalmykov A.E., Sitnikova A.A., Feoktistov N.A., Osipov A.V., Kukushkin S.A.* // Tech. Phys. Lett. 2008. Vol. 34. N 11. P. 992. doi 10.1134/S1063785008110278.
32. *Егоров В.К., Егоров Е.В., Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // Физика твердого тела. 2017. Т. 59. № 4. С. 755; *Egorov V.K., Egorov E.V., Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // Phys. Solid State. 2017. Vol. 59. N 4. P. 773. doi 10.1134/S1063783417040072
33. *Кукушкин С.А., Осипов А.В., Романычев А.И., Касаткин И.А., Лошаченко А.С.* // Письма ЖТФ. 2020. Т. 46. № 21. С. 3; *Kukushkin S.A., Osipov A.V., Romanuychev A.I., Kasatkin I.A., Loshachenko A.S.* // Tech. Phys. Lett. 2020. Vol. 46. N 11. P. 1049. doi 10.1134/S1063785020110085
34. *Китаев Ю.Э., Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // Физика твердого тела. 2017. Т. 59. № 1. С. 30; *Kitaev Yu.E., Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // Phys. Solid State. 2017. Vol. 59. N 1. P. 28. doi 10.1134/S1063783417010164
35. *Китаев Ю.Э., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Редьков А.В.* // Физика твердого тела. 2018. Т. 60. № 10. С. 2022; *Kitaev Yu.E., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Redkov A. V.* // Phys. Solid State. 2018. Vol. 60. N 10. P. 2066. doi 10.1134/S1063783418100116
36. *Rozhavskaya M.M., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Myasoedov A.V., Troshkov S.I., Sorokin L.M., Brunkov P.N., Baklanov A.V., Telyatnik R.S., Juluri R.R., Pedersen K., Popok V.N.* // Phys. status solidi. 2017. Vol. 214. N 10. P. 1700190. doi 10.1002/PSSA.201700190
37. *Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // Письма ЖТФ. 2020. Т. 46. № 22. С. 3; *Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // Tech. Phys. Lett. 2020. Vol. 46. N 11. P. 1103. doi 10.1134/S1063785020110243
38. *Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // Materials. 2020. Vol. 14. N 1. P. 78. doi 10.3390/MA14010078.
39. *Грудинкин С.А., Голубев В.Г., Осипов А.В., Феоктистов Н.А., Кукушкин С.А.* // Физика твердого тела. 2015. Т. 57. № 12. С. 2469; *Grudinkin S.A., Golubev V.G., Osipov A.V., Feoktistov N.A., Kukushkin S.A.* // Phys. Solid State. 2015. Vol. 57. N 12. P. 2543. doi 10.1134/S1063783415120136
40. *Грудинкин С.А., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Феоктистов Н.А.* // Физика твердого тела. 2017. Т. 59. № 12. С. 2403; *Grudinkin S.A., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Feoktistov N.A.* // Phys. Solid State. 2017. Vol. 59. N 12. P. 2430. doi 10.1134/S1063783417120186
41. *Kukushkin S.A., Nussupov K.Kh., Osipov A.V., Beisenkhanov N.B., Bakranova D.I.* // Superlattices Microstruct. 2017. Vol. 111. P. 899. doi 10.1016/J.SPMI.2017.07.050
42. *Давыдов С.Ю., Лебедев А.А.* // Физика и техника полупроводников. 2007. Т. 41. № 6. С. 641; *Davydov S.Yu., Lebedev A.A.* // Semiconductors. 2007. Vol. 41. N 6. P. 621. doi 10.1134/S1063782607060012
43. *Баграев Н.Т., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Романов В.В., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Хромов В.С.* // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55. № 2. С. 103; *Bagraev N.T., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Romanov V. V., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., Khromov V.S.* // Semiconductors. 2021. Vol. 55. N 2. P. 137. doi 10.1134/S106378262102007X
44. *Баграев Н.Т., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Хромов В.С.* // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55. № 12. С. 1195. doi 10.21883/FTT.2021.12.51705.9620
45. *Баграев Н.Т., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Хромов В.С.* // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55. № 11. С. 1027. doi 10.21883/FTT.2021.11.51556.9709
46. *Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // Physica (B). 2017. Vol. 512. P. 26. doi 10.1016/J.PHYSB.2017.02.018

47. *Grashchenko A.S., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Redkov A.V.* // Catal. Today. 2021. doi 10.1016/J.CATTOD.2021.08.012
48. *Кукушкин С.А., Осипов А.В., Рожавская М.М., Мясоедов А.В., Трошков С.И., Лундин В.В., Сорокин Л.М., Цацульников А.Ф.* // Физика твердого тела. 2015. Т. 57. № 9. С. 1850; *Kukushkin S.A., Osipov A.V., Rozhavskaaya M.M., Myasoedov A.V., Troshkov S.I., Lundin V.V., Sorokin L.M., Tsatsul'nikov A.F.* // Phys. Solid State 2015 579. 2015. Vol. 57. N 9. P. 1899. doi 10.1134/S1063783415090218
49. *Grashchenko A.S., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Redkov A.V.* // J. Phys. Chem. Solids. 2017. Vol. 102. P. 151. doi 10.1016/J.JPCS.2016.11.004
50. *Bessolov V., Kalmykov A., Konenkova E., Kukushkin S., Myasoedov A., Poletaev N., Rodin S.* // J. Cryst. Growth. 2017. Vol. 457. P. 202. doi 10.1016/J.JCRYSGRO.2016.05.025
51. *Bessolov V., Kalmykov A., Konenkov S., Konenkova E., Kukushkin S., Myasoedov A., Osipov A., Panteleev V.* // Microelectron. Eng. 2017. Vol. 178. P. 34. doi 10.1016/J.MEE.2017.04.047
52. *Kukushkin S.A., Mizerov A.M., Osipov A.V., Redkov A.V., Timoshnev S.N.* // Thin Solid Films. 2018. Vol. 646. P. 158. doi 10.1016/J.TSF.2017.11.037
53. *Kukushkin S.A., Sharofidinov Sh.Sh., Osipov A.V., Redkov A.V., Kidalov V.V., Grashchenko A.S., Soshnikov I.P., Dydenchuk A.F.* // ECS J. Solid State Sci. Technol. 2018. Vol. 7. N 9. P. 480. doi 10.1149/2.0191809JSS
54. *Shugurov K.Yu., Reznik R.R., Mozharov A.M., Kotlyar K.P., Koval O.Yu., Osipov A.V., Fedorov V.V., Shtrom I.V., Bolshakov A.D., Kukushkin S.A., Mukhin I.S., Cirlin G.E.* // Mater. Sci. Semicond. Process. 2019. Vol. 90. P. 20. doi 10.1016/J.MSSP.2018.09.024
55. *Кукушкин С.А., Осипов А.В., Редьков А.В.* // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51. № 3. С. 414; *Kukushkin S.A., Osipov A.V., Red'kov A.V.* // Semiconductors. 2017. Vol. 51. N 3. P. 396. doi 10.1134/S1063782617030149
56. *Bessolov V.N., Karpov D. V., Konenkova E.V., Lipovskii A.A., Osipov A.V., Redkov A.V., Soshnikov I.P., Kukushkin S.A.* // Thin Solid Films. 2016. Vol. 606. P. 74. doi 10.1016/J.TSF.2016.03.034
57. *Ратников В.В., Калмыков А.Е., Мясоедов А.В., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Сорокин Л.М.* // Письма ЖТФ. 2013. Т. 39. № 22. С. 25; *Ratnikov V.V., Kalmykov A.E., Myasoedov A.V., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Sorokin L.M.* // Tech. Phys. Lett. 2013. Vol. 39. N 11. P. 994. doi 10.1134/S1063785013110230
58. *Bessolov V., Konenkova E., Shcheglov M., Sharofidinov Sh., Kukushkin S., Osipov A., Nikolaev V.* // Phys. Status Solidi (C). 2013. Vol. 10. N 3. P. 433. doi 10.1002/PSSC.201200566
59. *Бессолов В.Н., Коненкова Е.В., Кукушкин С.А., Мясоедов А.В., Осипов А.В., Родин С.Н., Щеглов М.П., Феоктистов Н.А.* // Письма ЖТФ. 2014. Т. 40. № 9. С. 48; *Bessolov V.N., Konenkova E.V., Kukushkin S.A., Myasoedov A.V., Osipov A.V., Rodin S.N., Shcheglov M.P., Feoktistov N.A.* // Tech. Phys. Lett. 2014. Vol. 40. N 5. P. 386. doi 10.1134/S1063785014050046
60. *Kukushkin S.A., Bessolov V.N., Konenkova E.V., Osipov A.V., Rodin S.N.* // Rev. Adv. Mater. Sci. 2014. Vol. 38. P. 75.
61. *Бессолов В.Н., Гращенко А.С., Коненкова, Е.В., Мясоедов А.В., Осипов А.В., Редьков А.В., Родин С.Н., Рубец В.П., Кукушкин С.А.* // Физика твердого тела. 2015. Т. 57. № 10. С. 1916; *Bessolov V.N., Grashchenko A.S., Konenkova E.V., Myasoedov A.V., Osipov A.V., Red'kov A.V., Rodin S.N., Rubets V.P., Kukushkin S.A.* // Phys. Solid State. 2015. Vol. 57. N 10. P. 1966. doi 10.1134/S1063783415100042
62. *Talalaev V.G., Tomm J.W., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Shtrom I.V., Kotlyar K.P., Mahler F., Schilling J., Reznik R.R., Cirlin G.E.* // Nanotechnology. 2020. Vol. 31. N 29. P. 294003. doi 10.1088/1361-6528/AB83B6
63. *Середин П.В., Голощанов Д.Л., Золотухин Д.С., Леншин А.С., Мизеров А.М., Тимошнев С.Н., Никитина Е.В., Арсентьев И.Н., Кукушкин С.А.* // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54. № 4. С. 346; *Seredin P.V., Goloshchapov D.L., Zolotukhin D.S., Lenshin A.S., Mizerov A.M., Timoshnev S.N., Nikitina E.V., Arsentiev I.N., Kukushkin S.A.* // Semiconductors. 2020. Vol. 54. N 4. P. 417. doi 10.1134/S1063782620040168
64. *Середин П.В., Голощанов Д.Л., Золотухин Д.С., Леншин А.С., Худяков Ю.Ю., Мизеров А.М., Тимошнев С.Н., Арсентьев И.Н., Бельтюков А.Н., Кукушкин С.А.* // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54. № 5. С. 491; *Seredin P.V., Goloshchapov D.L., Zolotukhin D.S., Lenshin A.S., Khudyakov Yu.Yu., Mizerov A.M., Timoshnev S.N., Arsentiev I.N., Beltyukov A.N., Leiste H., Kukushkin S.A.* // Semiconductors. 2020. Vol. 54. N 5. P. 596. doi 10.1134/S1063782620050115
65. *Аксянов И.Г., Бессолов В.Н., Жиляев Ю.В., Компан М.Е., Коненкова Е.В., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Родин С.Н., Феоктистов Н.А., Шарофидинов Ш., Щеглов М.П.* // Письма ЖТФ. 2008. Т. 34. № 11. С. 54; *Aksyanov I.G., Bessolov V.N., Zhilyaev Yu.V., Kompan M.E., Konenkova E.V.,*

- Kukushkin S.A., Osipov A.V., Rodin S.N., Feoktistov N.A., Sharofidinov Sh., Shcheglov M.P.* // *Tech. Phys. Lett.* 2008. Vol. 34. N 6. P. 479. doi 10.1134/S1063785008060084
66. *Сорокин Л.М., Калмыков А.Е., Бессолов В.Н., Феоктистов Н.А., Осипов А.В., Кукушкин С.А., Веселов Н.В.* // *Письма ЖТФ.* 2011. Т. 37. № 7. С. 72; *Sorokin L.M., Kalmykov A.E., Bessolov V.N., Feoktistov N.A., Osipov A.V., Kukushkin S.A., Veselov N.V.* // *Tech. Phys. Lett.* 2011. Vol. 37. N 4. P. 326. doi 10.1134/S1063785011040158
67. *Бессолов В.Н., Жилиев Ю.В., Коненкова Е.В., Сорокин Л.М., Феоктистов Н.А., Шарофидинов Ш., Щеглов М.П., Метс Л.И., Осипов А.В.* // *Оптический журнал.* 2011. Т.78. №7, С.23; *Bessolov V.N., Zhilyaev Yu.V., Konenkova E.V., Sorokin L.M., Feoktistov N.A., Sharofidinov Sh., Shcheglov M.P.* // *J. Opt. Technol.* 2011. Vol. 78. N 7. P. 435. doi 10.1364/JOT.78.000435
68. *Шарофидинов Ш.Ш., Кукушкин С.А., Редьков А.В., Граценко А.С., Осипов А.В.* // *Письма ЖТФ.* 2019. Т. 45. № 14. С. 24; *Sharofidinov Sh.Sh., Kukushkin S.A., Red'kov A.V., Grashchenko A.S., Osipov A.V.* // *Tech. Phys. Lett.* 2019. Vol. 45. N 7. P. 711. doi 10.1134/S1063785019070277
69. *Кукушкин С.А., Шарофидинов Ш.Ш.* // *Физика твердого тела.* 2019. Т. 61. № 12. С. 2338; *Kukushkin S.A., Sharofidinov Sh.Sh.* // *Phys. Solid State.* 2019. Vol. 61. N 12. P. 2342. doi 10.1134/S1063783419120254
70. *Мизеров А.М., Кукушкин С.А., Шарофидинов Ш.Ш., Осипов А.В., Тимошнев С.Н., Шубина К.Ю., Березовская Т.Н., Мохов Д.В., Буравлев А.Д.* // *Физика твердого тела.* 2019. Т. 61. № 12. С. 2289; *Mizerov A.M., Kukushkin S.A., Sharofidinov Sh.Sh., Osipov A.V., Timoshnev S.N., Shubina K.Yu., Berezovskaya T.N., Mokhov D.V., Buravlev A.D.* // *Phys. Solid State.* 2019. Vol. 61. N 12. P. 2277. doi 10.1134/S106378341912031X
71. *Корякин А.А., Еремеев Ю.А., Осипов А.В., Кукушкин С.А.* // *Письма ЖТФ.* 2021. Т. 47. № 3. С. 25; *Koryakin A.A., Ereemeev Yu.A., Osipov A.V., Kukushkin S.A.* // *Tech. Phys. Lett.* 2021. Vol. 47. N 2. P. 126. doi 10.1134/S1063785021020085
72. *Граценко А.С., Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // *Изв. АН. Механика твердого тела.* 2020. № 2. С. 3; *Grashchenko A.S., Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // *Mech. Solids.* 2020. Vol. 55. N 2. P. 157. doi 10.3103/S0025654420020107
73. *Кукушкин С.А., Николаев В.И., Осипов А.В., Осипова Е.В., Печников А.И., Феоктистов Н.А.* // *Физика твердого тела.* 2016. Т. 58. № 9. С. 1812; *Kukushkin S.A., Nikolaev V.I., Osipov A.V., Osipova E.V., Pechnikov A.I., Feoktistov N.A.* // *Phys. Solid State.* 2016. Vol. 58. N 9. P. 1876. doi 10.1134/S1063783416090201
74. *Osipov A.V., Grashchenko A.S., Kukushkin S.A., Nikolaev V.I., Osipova E.V., Pechnikov A.I., Soshnikov I.P.* // *Contin. Mech. Thermodyn.* 2018. Vol. 30. N 5. P. 1059. doi 10.1007/S00161-018-0662-6
75. *Антипов В.В., Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // *Физика твердого тела.* 2016. Т. 58. № 3. С. 612; *Antipov V.V., Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // *Phys. Solid State.* 2016. Vol. 58. N 3. P. 629. doi 10.1134/S1063783416030033
76. *Антипов В.В., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Рубец В.П.* // *Физика твердого тела.* 2018. Т. 60. № 3. С. 499; *Antipov V.V., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Rubets V.P.* // *Phys. Solid State.* 2018. Vol. 60. N 3. P. 504. doi 10.1134/S1063783418030022
77. *Корякин А.А., Кукушкин С.А., Редков А.В.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2018. Vol. 1124. N 2. P. 022044. doi 10.1088/1742-6596/1124/2/022044
78. *Антипов В.В., Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // *Физика твердого тела.* 2017. Т. 59. № 2. С. 385; *Antipov V.V., Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // *Phys. Solid State.* 2017. Vol. 59. N 2. P. 399. doi 10.1134/S1063783417020020
79. *Антипов В.В., Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // *Письма ЖТФ.* 2019. Т. 45. № 21. С. 11; *Antipov V.V., Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // *Tech. Phys. Lett.* 2019. Vol. 45. N 11. P. 1075. doi 10.1134/S1063785019110026
80. *Кукушкин С.А., Осипов А.В., Романычев А.И.* // *Физика твердого тела.* 2016. Т. 58. № 7. С. 1398; *Kukushkin S.A., Osipov A.V., Romanychev A.I.* // *Phys. Solid State.* 2016. Vol. 58. N 7. P. 1448. doi 10.1134/S1063783416070246
81. *Kukushkin S.A., Osipov A.V., Kasatkin I.A., Mikhailovskii V.Y., Romanychev A.I.* // *Mater. Phys. Mech.* 2019. Vol. 42. N 1. P. 30. doi 10.18720/MPM.4212019_4
82. *Kandakov A.V., Osipov A.V., Osipova E.V., Kukushkin S.A., Razumov S.V.* // *J. Opt. Technol.* 2011. Vol. 78. N 7. P. 440. doi 10.1364/JOT.78.000440
83. *Osipov A.V., Kukushkin S.A., Feoktistov N.A., Osipova E.V., Venugopal N., Verma G.D., Gupta B.K., Mitra A.* // *Thin Solid Films.* 2012. Vol. 520. N 23. P. 6836. doi 10.1016/J.TSF.2012.07.094
84. *Christian J.W.* *The Theory of Transformations in Metals and Alloys.* Amsterdam: Pergamon, 2002. 1200 p.
85. *Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // *Письма ЖТФ.* 2017. Т. 43. № 13. С. 81; *Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // *Tech. Phys. Lett.* 2017. Vol. 43. N 7. P. 631. doi 10.1134/S1063785017070094
86. *Кукушкин С.А., Осипов А.В., Бессолов В.Н., Коненкова Е.В., Пантелеев В.Н.* // *Физика твердого тела.* 2017. Т. 59. № 4. С. 660; *Kukushkin S.A., Osipov A.V., Bessolov V.N., Konenkova E.V., Panteleev V.N.* // *Phys. Solid State.* 2017. Vol. 59. N 4. P. 674. doi 10.1134/S1063783417040114

87. *Пронин И.П., Каптелов Е.Ю., Сенкевич С.В., Климов В.А., Феоктистов Н.А., Осипов А.В., Кукушкин С.А.* // Письма ЖТФ. 2008. Т. 34. № 19. С. 46; *Pronin I.P., Kaptelev E.Yu., Senkevich S.V., Klimov V.A., Feoktistov N.A., Osipov A.V., Kukushkin S.A.* // Tech. Phys. Lett. 2008. Vol. 34. N 10. P. 838. doi 10.1134/S1063785008100088
88. *Кукушкин С.А., Осипов А.В., Жуков С.Г., Заварин Е.Е., Лундин В.В., Синицын М.А., Рожавская М.М., Цацульников А.Ф., Трошков С.И., Феоктистов Н.А.* // Письма ЖТФ. 2012. Т. 38. № 6. С. 90; *Kukushkin S.A., Osipov A.V., Zhukov S.G., Zavarin E.E., Lundin W.V., Sinitsyn M.A., Rozhavskaaya M.M., Tsatsulnikov A.F., Troshkov S.I., Feoktistov N.A.* // Tech. Phys. Lett. 2012. Vol. 38. N 3. P. 297. doi 10.1134/S1063785012030261
89. *Черкашин Н.А., Сахаров А.В., Николаев А.Е., Лундин В.В., Усов С.О., Устинов В.М., Граценко А.С., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Цацульников А.Ф.* // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. № 15. С. 15. doi 10.21883/PJTF.2021.15.51227.18827; *Cherkashin N.A., Sakharov A.V., Nikolaev A.E., Lundin V.V., Usov S.O., Ustinov V.M., Grashchenko A.S., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Tsatsul'nikov A.F.* // Tech. Phys. Lett. 2021. Vol. 47. P. 753. doi 10.1134/S106378502108006X
90. *Марков Л.К., Кукушкин С.А., Смирнова И.П., Павлюченко А.С., Граценко А.С., Осипов А.В., Святец Г.В., Николаев А.Е., Сахаров А.В., Лундин В.В., Цацульников А.Ф.* // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. № 18. С. 3. doi 10.21883/PJTF.2021.18.51462.18877
91. *Солнышкин А.В., Сергеева О.Н., Шустова О.А., Шарофидинов Ш.Ш., Старицын М.В., Каптелов Е.Ю., Кукушкин С.А., Пронин И.П.* // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. № 9. С. 7; *Solnyshkin A.V., Sergeeva O.N., Shustova O.A., Sharofidinov Sh.Sh., Staritsyn M.V., Kaptelev E.Yu., Kukushkin S.A., Pronin I.P.* // Tech. Phys. Lett. 2021. Vol. 47. N 9. P. 1. doi 10.1134/S1063785021050138
92. *Sergeeva O.N., Solnyshkin A.V., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Sharofidinov S., Kaptelev E.Y., Senkevich S.V., Pronin I.P.* // Ferroelectrics. 2019. Vol. 544. N 1. P. 33. doi 10.1080/00150193.2019.1598181
93. *Wockowski M., Iwinska M., Amilusik M., Fijalkowski M., Lucznik B., Sochacki T.* // Semicond. Sci. Technol. 2016. Vol. 31. N 9. P. 093002. doi 10.1088/0268-1242/31/9/093002
94. *Кукушкин С.А., Шарофидинов Ш.Ш., Осипов А.В., Граценко А.С., Кандаков А.В., Осипова Е.В., Котляр К.П., Убыйвовк Е.В.* // Физика твердого тела. 2021. Т. 63. № 3. С. 363; *Kukushkin S.A., Sharofidinov S.S., Osipov A.V., Grashchenko A.S., Kandakov A.V., Osipova E.V., Kotlyar K.P., Ubyivovk E.V.* // Phys. Solid State. 2021. Vol. 63. N 3. P. 442. doi 10.1134/S1063783421030100
95. *Murali P.* // Reports Prog. Phys. 2001. Vol. 64. N 10. P. 1339. doi 10.1088/0034-4885/64/10/203.
96. *Shur M.* // Proc. SPIE. 2005. Vol. 5844. P. 248. doi 10.1117/12.611449
97. *Natta L., Mastronardi V.M., Guido F., Algieri L., Puce S., Pisano F., Rizzi F., Pulli R., Quattieri A., De Vittorio M.* // Sci. Rep. 2019. Vol. 9. P. 8392. doi 10.1038/s41598-019-44784-1
98. *Sergeeva O.N., Bogomolov A.A., Solnyshkin A.V., Komarov N.V., Kukushkin S.A., Krasovitsky D.M., Dudin A.L., Kiselev D.A., Ksenich S.V., Senkevich S.V., Kaptelev E.Y., Pronin I.P.* // Ferroelectrics. 2015. Vol. 477. N 1. P. 121. doi 10.1080/00150193.2015.1000144
99. *Stan G.E., Botea M., Boni G.A., Pintilie I., Pintilie L.* // Appl. Surf. Sci. 2015. Vol. 353. P. 1195. doi 10.1016/J.APSUSC.2015.07.059
100. *Сергеева О.Н., Солнышкин А.В., Киселев Д.А., Ильина Т.С., Кукушкин С.А., Шарофидинов Ш.Ш., Каптелов Е.Ю., Пронин И.П.* // Физика твердого тела. 2019. Т. 61. № 12. С. 2379; *Sergeeva O.N., Solnyshkin A.V., Kiselev D.A., Il'ina T.S., Kukushkin S.A., Sharofidinov Sh.Sh., Kaptelev E.Yu., Pronin I.P.* // Phys. Solid State. 2019. Vol. 61. N 12. P. 2386. doi 10.1134/S1063783419120485
101. *Фетисов Ю.К., Сигов А.С.* // РЭНСИТ. 2018. Т. 10. № 3. С. 343; *Fetisov Y.K., Sigov A.S.* // RENSIT. 2018. Vol. 10. N 3. P. 343. doi 10.17725/RENSIT.2018.10.343
102. *Борисенко В.Е., Данилюк А.Л., Мигас Д.Б.* Спинтроника. М.: Лаборатория знаний, 2017. 229 с.
103. *Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Eitenne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J.* // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. N 21. P. 2472. doi 10.1103/PHYSREVLETT.61.2472
104. *Heusler F.* // Verhandlungen der Dtsch. Phys. Gesellschaft. 1903. Vol. 5. P. 219.
105. *Doherty M.W., Manson N.B., Delaney P., Jelezko F., Wrachtrup J., Hollenberg L.C.L.* // Phys. Rep. 2013. Vol. 528. N 1. P. 1. doi 10.1016/J.PHYSREP.2013.02.001
106. *Anderson P.W.* // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 34. N 15. P. 953. doi 10.1103/PhysRevLett.34.953
107. *Барыгин И.А., Капустин А.И., Цэндин К.Д.* // Письма ЖТФ. 2008. Т. 34. № 6. С. 1; *Barygin I.A., Kapustin A.I., Tsendin K.D.* // Tech. Phys. Lett. 2011. Vol. 34. N 3. P. 225. doi 10.1134/S1063785008030140
108. *Kukushkin S.A., Osipov A.V.* // Materials. 2021. Vol. 14. N 19. P. 5579. doi 10.3390/ma14195579

109. Баграев Н.Т., Клячкин Л.Е., Кудрявцев А.А., Маляренко А.М., Романов В.В. // Физика и техника полупроводников. 2009. Т. 43. В. 11. С. 1481; *Bagraev N.T., Klyachkin L.E., Koudryavtsev A.A., Malyarenko A.M., Romanov V.V. // Semiconductors. 2009. Vol. 43. N 11. P. 1441. doi 10.1134/S1063782609110098.*
110. Кукушкин С.А., Осипов А.В., Феоктистов Н.А. // Физика твердого тела. 2019. Т. 61. № 3. С. 587; *Kukushkin S.A., Osipov A.V., Feoktistov N.A. // Phys. Solid State. 2019. Vol. 61. N 3. P. 456. doi 10.1134/S1063783419030193*
111. Резник Р.Р., Котляр К.П., Илькив И.В., Сошников И.П., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Никитина Е.В., Цырлин Г.Э. // Физика твердого тела. 2016. Т.58. № 10. С. 1886; *Reznik R.R., Kotlyar K.P., Il'kiv I.V., Soshnikov I.P., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Nikitina E.V., Cirlin G.E. // Phys. Solid State. 2016. Vol. 58. N 10. P. 1952. doi 10.1134/S1063783416100292*
112. Benemanskaya G.V., Dementev P.A., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Timoshnev S.N. // ECS J. Solid State Sci. Technol. 2019. Vol. 8. N 6. P. M53. doi 10.1149/2.0031906jss

Epitaxial Silicon Carbide on Silicon. Atoms Consistent Substitution Method (A Review)

S. A. Kukushkin* and A. V. Osipov

Institute of Mechanical Engineering Problems of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 199178 Russia
**e-mail: sergey.a.kukushkin@gmail.com*

Received February 7, 2022; revised February 7, 2022; accepted March 10, 2022

A review of advances in the growth of SiC epitaxial films on Si is given. All the main classical methods used at present to grow SiC films on Si are described. Their advantages and disadvantages are analyzed. A basic idea and theory of a new method of synthesizing epitaxial SiC films on Si are presented. The method is called the method of self-consistent substitution of atoms. In the process of synchronized substitution of atoms, the initial lattice of Si material with the lattice parameter of 0.543 nm “collapses” into a cubic lattice of SiC with the parameter of 0.435 nm. A wonderful feature of this method of SiC growth is that a several-nanometers-thick layer with non-standard optical and electrophysical properties appears at the SiC/Si interface. The unusual properties are caused by the collapse (shrinkage) of the material, where silicon carbide, as a new phase, separates from the silicon matrix. The silicon undergoes abnormally high compression. As a result of this shrinkage, every fifth chemical bond of SiC fully coheres with every fourth Si bond, while the rest of the bonds are deformed. The latter leads to a change in the structure of the surface zones of the SiC adjacent to Si and to its transformation into “half-metal.” Epitaxy of SiC films on Si by the synchronized substitution of half of the Si atoms by C atoms without lattice-misfit dislocations provides high crystalline perfection of SiC films. The review presents experimental data on the growth of a whole family of films and heterostructures of wide-bandgap semiconductor compounds A₃B₅ and A₂B₆. It is shown that the SiC layer on Si, grown by the method of substitution of atoms, is a new and very promising material for spintronics and creation of elements of a quantum computer.

Keywords: silicon carbide on silicon, solid phase reactions, heterostructures, epitaxial epitaxial films, GaN, AlN, ZnO, A₂B₆ compounds, spintronics, wide-gap semiconductors