

03,05,08

Кристаллическая структура и электронные свойства полукогерентной границы раздела 3C-SiC(111)/Si(111)

© А.В. Осипов¹, А.С. Гращенко¹, Е.В. Осипова¹, Е.В. Убийвовк², С.А. Кукушкин¹

¹ Институт проблем машиноведения РАН,
Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский Государственный Университет,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: andrey.v.osipov@gmail.com

Поступила в Редакцию 26 декабря 2025 г.

В окончательной редакции 24 января 2026 г.

Принята к публикации 31 января 2026 г.

Методом функционала плотности проведены расчеты кристаллической структуры границы раздела 3C-SiC(111)/Si(111) и найдена структура, соответствующая минимуму энергии системы. Из 8 возможных вариантов именно эта структура наблюдается экспериментально методом сканирующей электронной микроскопии высокого разрешения. Показано, что Si сопрягается с SiC в направлении [211], как и предсказано методом функционала плотности. Обнаружено, что состояние данной границы раздела без магнитного момента является метастабильным. Электрон с атома C пленки туннелирует на атом Si подложки с оборванными связями, что приводит к уменьшению общей энергии за счет релаксации упругой энергии. Показано, что данный эффект, называемый negative-U, приводит к появлению аномально высокого диамагнетизма, наблюдаемого экспериментально при комнатной температуре.

Ключевые слова: карбид кремния, метод функционала плотности, эпитаксия, диамагнетизм, отрицательная корреляционная энергия, negative-U

DOI: 10.61011/FTT.2026.03.62931.341-25

1. Введение

Карбид кремния (SiC) является незаменимым материалом не только как очень твердый и радиационно-стойкий полупроводник с относительно широкой запрещенной зоной [1], но и как подложка для создания гетероструктур на основе нитридов галлия (GaN) и алюминия (AlN). Именно на таких гетероструктурах возможно создание транзисторов с высокой подвижностью носителей заряда, мощных лазеров, светодиодов и т.д. [2]. Сопряжение с уже имеющейся кремниевой электроникой очень важно для микроэлектронной промышленности, поэтому огромное внимание уделяется росту SiC именно на кремнии (Si). Рассогласование решеток Si и SiC (~ 20%) приводит к появлению большого количества проникающих дислокаций, которые, как правило, зарождаются на границе раздела SiC/Si при росте SiC на Si стандартными методами, например, CVD [3]. Поэтому борьба с проникающими дислокациями является актуальной темой последние 20 лет. В работе [4] был предложен новый метод роста SiC, позволяющий синтезировать SiC внутри подложки Si (а не на ее поверхности) за счет химической реакции между монокристаллической поверхностью Si и газобразным монооксидом углерода (CO), диффундирующим внутрь Si. В результате этой реакции образуется монокристаллическая пленка карбида кремния кубического поли типа 3C-SiC. Многочисленные исследования показали, что в этом случае происходит сопряжение

4 ячеек Si и 5 ячеек SiC [4–7]. Рассогласование решеток в этом случае примерно равно 0.2%, следовательно, упругая энергия рассогласования на много порядков меньше, чем в методе CVD. Исследования, проведенные методами XHREM и рентгеновской дифрактометрией, однозначно показывают, что проникающих дислокаций при таком методе роста, называемом методом согласованного замещения атомов (MCSA), нет [7].

Цель настоящей работы — провести всестороннее исследование данной полукогерентной границы раздела, как теоретическое методом функционала плотности [8], так и экспериментальное методом сканирующей электронной микроскопии высокого разрешения. Кроме того, будут изучены магнитные свойства границы раздела 3C-SiC(111)/Si(111), которые возникают при туннелировании электронов с атомов C пленки SiC на атомы Si подложки. Возможно, что именно данный эффект ответствен за аномальные диамагнитные свойства образцов 3C-SiC(111)/Si(111) [9,10].

2. Моделирование методом функционала плотности

Прежде всего, отметим, что рост SiC из Si методом MCSA осуществляется только в направлении (111), поэтому идеальной подложкой для роста является Si(111), а растет на ней SiC(111) [4]. Химическое замещение атомов Si на атомы C происходит в методе MCSA

согласованным образом, т. е. образование новых химических связей происходит одновременно с уничтожением старых связей. Это связано с тем, что величина барьера, который нужно преодолеть, чтобы образовать переходное состояние, существенно меньше энергии связей в обоих кристаллах, Si и SiC [11]. Поэтому структура новых связей в SiC полностью повторяет структуру старых связей в Si, т. е. SiC растет в виде кубического политапа 3C-SiC [11]. Таким образом, исследуется граница раздела между Si(111) и 3C-SiC(111).

Для сопряжения Si и 3C-SiC в направлении $\langle 111 \rangle$ использовались кластеры Si размером 4×4 примитивные ячейки и высотой 3 двойных слоя, всего 144 атома, и SiC размером 5×5 примитивных ячеек и высотой 3 двойных слоя, всего 225 атомов. Величина вакуумного промежутка между поверхностью SiC и верхним краем суперъячейки составляла 12 \AA , а для эффекта экранирования оборванные связи Si снизу ограничивались атомами водорода H, всего их 16 (на рисунках для простоты они не показаны). По всем трем направлениям суперъячейки использовались периодические граничные условия. И Si, и SiC имеют кубическую структуру, поэтому чередование их слоев можно условно записать в виде $\dots ABCABC \dots$, где буквы обозначают различные упаковки атомных слоев [12]. Обозначим для определенности слои Si и SiC на границе раздела через A. Тогда со стороны Si есть лишь две возможности расположения слоев, а именно, BC и CB. То же самое со стороны SiC, т. е. BC и CB, итого 4 варианта. Учитывая, что SiC может располагаться к Si либо атомами C, либо атомами Si, получаем 8 различных вариантов сопряжения 3C-SiC(111) и Si(111).

Для моделирования свойств границ раздела 3C-SiC(111)/Si(111) в настоящей работе используются методы теории функционала плотности (DFT) [8], реализованные в пакете Medea-Vasp [13]. Энергия системы вычисляется с использованием функционала PBE [14] в спин-поляризованном приближении. Подчеркнем, что метод DFT вычисляет полную энергию основного состояния для данной атомной структуры, что позволяет определить стабильную геометрию и силы, действующие на каждый атом. Полная энергия включает в себя энергию взаимодействия ядер, кинетическую энергию электронов, энергию взаимодействия электронов и ядер, кулоновскую энергию отталкивания электронов и обменно-корреляционную энергию электронов [8]. Обменно-корреляционная энергия вычисляется на основе локальных спин-поляризованных плотностей электронов в каждой точке пространства, т. е. учитывается разница в плотности электронов со спином вверх и спином вниз [8]. Тем самым полностью учитывается не только энергия SiC и Si, но и энергия границы раздела SiC(111)/Si(111), включая упомянутое рассогласование решеток в 0.2%. Учет обменно-корреляционной энергии не позволяет выделить энергию границы раздела SiC(111)/Si(111) из общей энергии. Во всех расчетах применяются базис плоских волн и псевдопотенциалы,

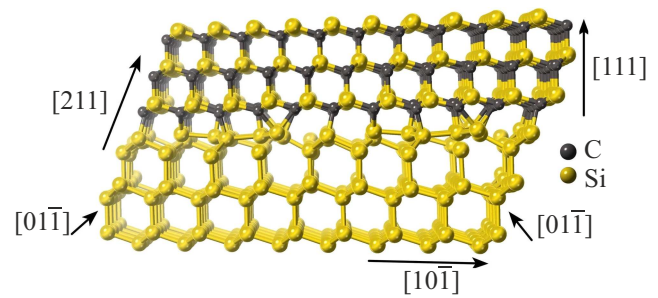


Рис. 1. Наиболее энергетически выгодная граница раздела 3C-SiC(111)/Si(111), рассчитанная методом DFT.

использующие метод проекционных присоединенных волн (PAW) [15]. Энергия обрезания плоских волн всегда равна 400 eV . Для интегрирования по зоне Бриллюэна используется сетка k -точек, генерируемая в обратном пространстве по схеме Монхорста-Пака [16], расстояние между которыми в обратном пространстве менее 0.25 \AA^{-1} , что обеспечивает высокую точность расчетов. Методом DFT была вычислена энергия всех 8 вариантов сопряжения 3C-SiC(111) и Si(111) и было установлено следующее. Сопряжение Si с C-поверхностью SiC заметно выгоднее сопряжения с Si-поверхностью SiC за счет образования более выгодных Si-C связей на границе раздела [17]. Самым выгодным сопряжением является то, которое обеспечивает самый большой магнитный момент $\mu = 5.1 \mu_B$, где μ_B — магнетон Бора. Эта граница раздела изображена на рис. 1.

Особенностью этой наиболее выгодной границы раздела является то, что направление $[211]$ переходит от кристалла Si к кристаллу SiC наиболее оптимальным образом. Три линии атомов $[211]$ из пяти в SiC переходят в три линии атомов $[211]$ из четырех в Si, а две оставшиеся линии $[211]$ в SiC переходят в одну оставшуюся линию $[211]$ в Si. В этом месте SiC притягивает к себе часть атомов Si и в Si образуется пустота размером 3.1 \AA , а также 3 меньшие пустоты диаметром 2.8 \AA вокруг нее. Данная граница раздела обладает симметрией $P3m1$, причем ось симметрии 3-го порядка проходит как раз через центр наибольшей пустоты. Для сравнения на рис. 2 приведена следующая по энергии граница раздела. Она имеет энергию, большую чем основная граница раздела, на величину $\Delta E \approx 0.25 \text{ eV}$ и имеет гораздо меньший магнитный момент. Линии атомов $[211]$ в этой метастабильной границе раздела в Si переходят в линии атомов $[211]$ в SiC гораздо хуже. На рис. 3 приведен вид сверху на стабильную границу раздела 3C-SiC(111)/Si(111). Полупрозрачные сферы обозначают пустоты, которые образуются при отрыве атомов Si от подложки и притяжении к пленке. Отчетливо видна осевая симметрия 3-го порядка. В центре находится основная пустота диаметром 3.1 \AA , в вершинах равносностороннего треугольника находятся меньшие пустоты диаметром 2.8 \AA .

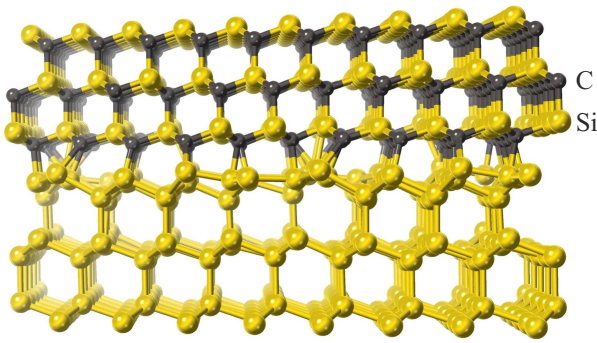


Рис. 2. Метастабильный вариант сопряжения 3C-SiC(111) и Si(111) с очень маленьким магнитным моментом. Направления плоскостей такие же, как и на рис. 1. Сопряжения по направлению [211] почти не происходит.

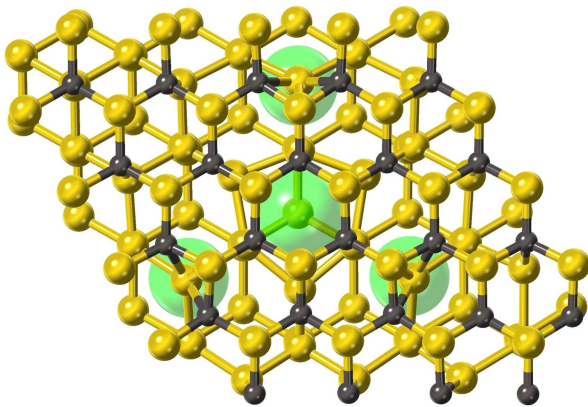


Рис. 3. Вид сверху на стабильную границу раздела 3C-SiC(111)/Si(111), т.е. со стороны SiC в направлении [111].

3. Методика эксперимента

Для экспериментальной проверки кристаллической структуры граница раздела 3C-SiC(111)/Si(111) в вакуумной печи методом MCSA были выращены образцы 3C-SiC(111) на высокоомном некомпенсированном кремнии за счет химической реакции



Температура подложки в процессе реакции была равна $T = 1100^\circ\text{C}$, давление газа $p_{\text{CO}} = 50\text{ Pa}$, время роста $t = 5\text{ min}$. Технические детали процесса роста приведены в работах [4–6]. Данные T , p_{CO} и t обеспечивают рост очень тонких слоев 3C-SiC ($\sim 10\text{ nm}$) с минимальным количеством пор и максимальным качеством границы раздела. Полученные образцы исследовались на сканирующем электронном микроскопе высокого разрешения (SEM) Zeiss Libra FE. Типичная микрофотография наиболее качественных участков границы раздела 3C-SiC(111)/Si(111) приведена на рис. 4. Видно, что структура границы раздела полностью соответствует

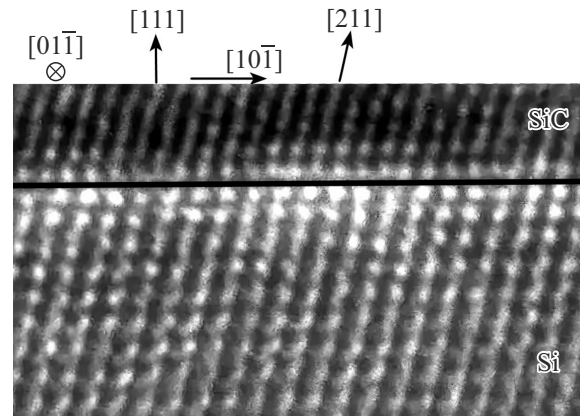


Рис. 4. Микрофотография границы раздела Si(111) и 3C-SiC(111), выращенного из Si(111) методом MCSA.

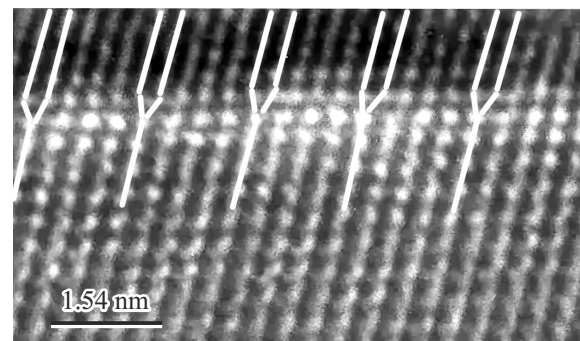


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но переход атомных слоев в направлении [211] из Si в SiC помечен белыми линиями.

стабильной структуре, найденной методом DFT (рис. 1). Для того, чтобы было проще увидеть переход 4 ячеек Si в 5 ячеек SiC на рис. 5 соответствующие направления [211] отмечены белыми линиями. Видно, что 3 линии атомов [211] в SiC просто переходят в Si, а следующие 2 линии атомов [211] переходят в одну линию [211] в Si, далее все повторяется. Именно эта структура, соответствующая минимуму энергии, предсказана теоретически (рис. 1). Подобные границы раздела иногда называют частично когерентными или полугогерентными [18]. Таким образом, можно сделать вывод, что теоретические и экспериментальные данные по равновесной кристаллической структуре данной полугогерентной границы раздела 3C-SiC(111)/Si(111) совпадают между собой.

4. Магнитные свойства и туннелирование электронов на границе раздела 3C-SiC(111)/Si(111)

Расчеты методом DFT показывают, что структура, изображенная на рис. 1, является наиболее выгодной. Однако, этой структуре соответствует не одно реше-

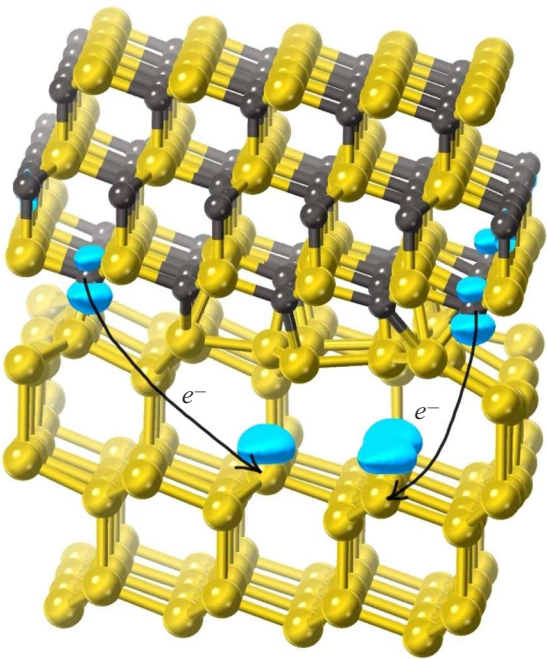
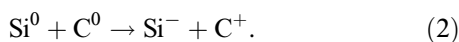


Рис. 6. Область локализации магнитного момента. Синим цветом обозначены границы областей с плотностью магнитного момента (т.е. разницы в плотности электронов со спином вверх и со спином вниз) $0.05 e/\text{Å}^3$. Стрелками показаны направления туннелирования электронов.

ние, а два. Если в качестве начального приближения волновой функции выбрать стандартную функцию без магнитного момента, то процедура минимизации энергии приведет к метастабильному решению с магнитным моментом, равным 0. Однако, если в качестве начального приближения волновой функции выбрать подходящую функцию с магнитным моментом (пакет Medea-Vasp позволяет это сделать), то минимизация энергии приведет к равновесному решению с магнитным моментом $\mu = 5.1\mu_B$, где μ_B — магнетон Бора. Равновесное решение выгоднее метастабильного на величину $\Delta E = 0.255 \text{ eV}$. Связана эта разница с тем, что электрон с атома С с оборванными связями в пленке SiC, туннелирует на атом Si с оборванными связями в подложке, меняя при этом свой спин на противоположный:



При изменении спина общий магнитный момент удваивается. Из-за симметрии $R\bar{3}m1$ с осью третьего порядка туннелировать могут сразу 3 электрона. Более точно, туннелирует не весь электрон целиком, а 85% электрона, поэтому общий магнитный момент равен $\mu = 0.85 \cdot 6\mu_B = 5.1\mu_B$. Область с магнитным моментом на границе раздела показана на рис. 6. Области с магнитным моментом как у атома Si, так и у атома С полностью соответствуют p -электронам, так что туннелируют именно p -электроны. Расчет функции локализации электрона (ELF) [19] однозначно показывает,

что туннелирование происходит от атома С в пленке к атому Si в подложке. Это туннелирование на расстояние 7.2 Å показано с разных направлений на рис. 6 и 7. Рис. 7 показывает вид сверху на границу раздела в направлении $[11\bar{1}]$, где отчетливо видна осевая симметрия третьего порядка. Это расстояние чуть меньше длины волны де Бройля данных электронов. Поскольку изменение энергии системы при туннелировании одного электрона равно $\Delta E_1 = 0.255/3 \text{ eV} = 0.085 \text{ eV}$, то время туннелирования можно оценить из соотношения неопределенности

$$\Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E_1} \sim \frac{6.6 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{0.085 \text{ eV}} \sim 0.8 \cdot 10^{-14} \text{ s}. \quad (3)$$

Это, как минимум, на порядок меньше времени колебания упругих связей в данной системе. Полученный результат позволяет считать, что процесс передачи энергии от электрона к упругим связям кристалла и наоборот происходит бездиссипативно [20]. При туннелировании электрона на атом Si увеличивается кулоновская энергия отталкивания электронов, но зато существенно релаксирует упругая энергия системы. Две растянутые связи Si из трех уменьшают свою длину с 2.36 Å до равновесного значения 2.35 Å (третья связь остается неизменной) и две сжатые связи С слегка разжимаются с 1.820 Å до 1.82 Å (третья связь остается неизменной, равновесная длина связи 1.885 Å), уменьшая упругую энергию. Таким образом, релаксация упругих связей на границе раздела $3\text{C-SiC}(111)/\text{Si}(111)$ приводит к электрон-электронному притяжению на атомах Si подложки, несмотря на кулоновское отталкивание. Этот эффект, всегда вызывающий большой интерес, иногда называют притяжением Хаббарда или отрицательной корреляционной энергией Хаббарда (negative-U) [20,21].

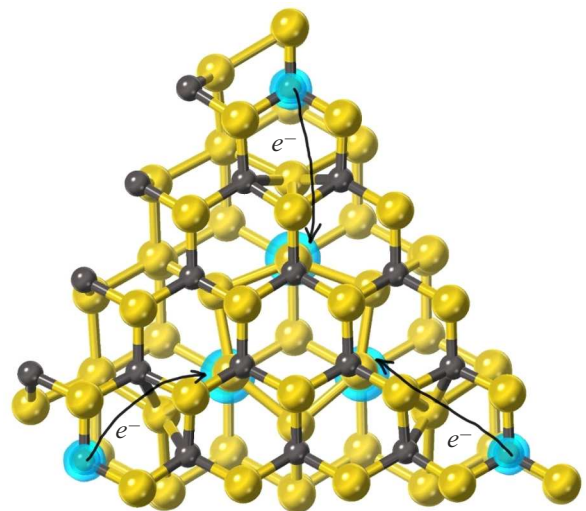


Рис. 7. Вид сверху на границу раздела в направлении $[11\bar{1}]$. Синим цветом обозначены границы областей с плотностью магнитного момента (т.е. разницы в плотности электронов со спином вверх и со спином вниз) $0.05 e/\text{Å}^3$. Стрелками показаны направления туннелирования электронов.

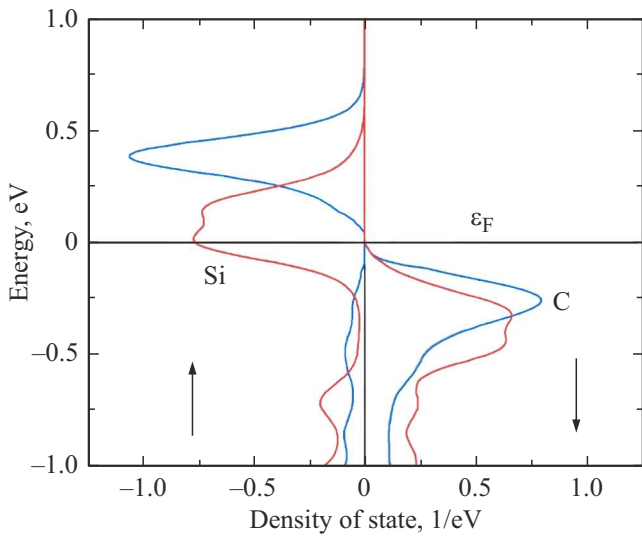


Рис. 8. Зависимость плотности электронных состояний (DOS) от энергии вблизи уровня Ферми ε_F . Вклад электронов со спином вниз представлен со знаком „+“, со спином вверх — со знаком „-“. Красным цветом показана функция DOS для p -электронов трех атомов Si, куда туннелируют электроны, синим цветом показана функция DOS для p -электронов трех атомов C, откуда туннелируют электроны.

Подчеркнем, что объемный SiC, содержащий кремниевые вакансии, этим эффектом не обладает, так как перескок атома C на место кремниевой вакансии [22] уничтожает притяжение Хаббарда. Перенос заряда с легирующей примеси в Si на вакансию в SiC также уничтожает притяжение Хаббарда. Поэтому для проявления данного эффекта необходимо наличие какой-либо поверхности с оборванными связями или границы раздела, предотвращающей перескок атома C в более выгодное положение на место кремниевой вакансии.

На рис. 8 представлена зависимость плотности электронных состояний (DOS) от энергии вблизи уровня Ферми ε_F . Вклад электронов со спином вниз представлен со знаком „+“, со спином вверх — со знаком „-“. В окрестности уровня Ферми наибольший вклад вносят p -электроны тех атомов C и Si, откуда и куда туннелируют электроны (рис. 7). Функция DOS для p -электронов трех атомов Si, куда туннелируют электроны, показана красным цветом, функция DOS для p -электронов трех атомов C, откуда туннелируют электроны, показана синим цветом (рис. 8). Если считать, что электроны атома C туннелируют из состояния с максимальной DOS ниже уровня Ферми в состояние на уровне Ферми (меняя свой спин на противоположный), то для этого требуется энергия ~ 0.265 eV. Однако, при этом происходит релаксация упругой энергии примерно на величину ~ 0.35 eV, поэтому общая выгода от туннелирования составляет ~ 0.085 eV. Подчеркнем, что после туннелирования данный материал превращается из полупроводника в двумерный магнитный полуметалл.

По электронам со спином вниз материал остается обычным полупроводником, а по электронам со спином вверх он является проводником (рис. 8) в плоскости границы раздела 3C-SiC(111)/Si(111).

В заключение оценим диамагнетизм данного материала. Если приложить внешнее магнитное поле, то p -электроны со спином вверх могут бездиссипативно перемещаться по треугольнику, который образуют атомы Si с оборванными связями (рис. 7), обеспечивая идеальный диамагнетизм с восприимчивостью $-1/4\pi$. Средняя толщина границы раздела 3C-SiC(111)/Si(111) равна 5.6 \AA , а ее плотность 2.5 g/cm^3 . Следовательно, у самой границы раздела магнитная восприимчивость равна $\chi_{\text{int}} = -1/(4\pi \cdot 2.5) \text{ cm}^3/\text{g} = -3.2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3/\text{g}$. Слой SiC толщиной 10 nm , содержащий 3% площади идеальной границы раздела, как на рис. 4 и 5 (эта оценка основана на реальных экспериментальных данных SEM), имеет магнитную восприимчивость $\chi = \chi_{\text{int}} \cdot 0.03 \cdot (0.56/10) \sim -5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{g}$, что полностью соответствует экспериментальным данным работы [10], полученным при комнатной температуре, в пересчете на толщину SiC 10 nm . Полученное значение магнитной восприимчивости примерно в 200 раз больше магнитной восприимчивости чистого SiC, т. е. является аномально высокой.

5. Заключение

В настоящей работе установлено, что на полукогерентной границе раздела 3C-SiC(111)/Si(111) формируется структура, соответствующая минимуму энергии в расчетах методом DFT. В этой структуре направление [211] наиболее оптимальным образом переходит из Si в SiC. Электронная подсистема данной границы раздела может перейти из метастабильного состояния без магнитного момента в стабильное состояние с магнитным моментом $\mu = 5.1\mu_B$. p -электрон с атома C пленки с оборванными связями туннелирует (с изменением спина на противоположный) на атом Si подложки с оборванными связями, что приводит к релаксации упругой энергии. Выгода в упругой энергии оказывается больше, чем кулоновское отталкивание электронов на Si атоме, т. е. происходит подавление кулоновского отталкивания электронов (negative-U). Бездиссипативное туннелирование электронов по треугольному замкнутому контуру под действием внешнего магнитного поля приводит к аномально высокому значению диамагнетизма. Оно совпадает с экспериментальными данными, если данным свойством обладает примерно 3% площади границы раздела.

Финансирование работы

А.С. Гращенко, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, Е.В. Осипова выполняли свою часть работы в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в ИПМаш РАН. Номер

учредителя № FFNF-2026-0002, регистрационный номер
темы: 126020916833-9.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Handbook of Silicon Carbide Materials and Devices. Edited by Z.C. Feng. CRC Press, Boca Raton (2023). 444p.
- [2] K.T. Upadhyay, M.K. Chattopadhyay. Mater. Sci. and Eng. B **263**, 114849 (2021). DOI: 10.1016/j.mseb.2020.114849
- [3] J. Yamasaki, S. Inamoto, Y. Nomura, H. Tamaki, N. Tanaka. J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 494002 (2012). DOI:10.1088/0022-3727/45/49/494002
- [4] S.A. Kukushkin, A.V. Osipov. Appl. Phys. **113**, 2, 49091 (2013). DOI: 10.1063/1.4773343.
- [5] S.A. Kukushkin, A.V. Osipov. Materials **15**, 4653 (2022). DOI: 10.3390/ma15134653
- [6] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов. Конденсированные среды и межфазные границы **24**, 4, 407 (2022). DOI:10.17308/kcmf.2022.24/10549
- [7] Л.М. Сорокин, Н.В. Веселов, М.П. Щеглов, А.Е. Калмыков, А.А. Ситникова, Н.А. Феоктистов, А.В. Осипов, С.А. Кукушкин. ПЖТФ **34**, 22, 88 (2008).
- [8] J.G. Lee. Computational Materials Science. CRS Press, Boca Raton (2017). 351 с.
- [9] Н.Т. Баграев, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, В.В. Романов, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.С. Хромов. ФТП, **55**, 2, 103 (2021). DOI: 10.21883/FTF.2021.02.50493.9538
- [10] С.А. Кукушкин, Н.И. Руль, Е.В. Убийвовк, А.В. Осипов, В.В. Романов, Н.Т. Баграев. ФТТ **67**, 4, 624 (2025). DOI: 10.61011/FTT.2025.04.60543.55-25
- [11] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, Журн. Неорг. Химии **69**, 3, 319 (2024). DOI: 10.31857/S0044457X24030065
- [12] А. Верма, П. Кришна. Полиморфизм и политипизм в кристаллах. Мир, М. (1969). 278 с.
- [13] G. Kresse, J. Furthmüller. Phys. Rev. B **54**, 11169 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevB.54.11169
- [14] J.P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof. Phys. Rev. Lett., **77**, 3865 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.3865
- [15] G. Kresse, D. Joubert. Phys. Rev. B **59**, 1758 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevB.59.1758.
- [16] H.J. Monkhorst, J.D. Pack, Phys. Rev. B **13**, 5188 (1976). DOI: 10.1103/PhysRevB.13.5188
- [17] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, Е.В. Осипова. ПЖТФ **48**, 20, 43 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.20.53696.19310
- [18] А. Келли, Г. Гровс. Кристаллография и дефекты в кристаллах. Мир, М. (1974), с. 429.
- [19] A.D. Becke, K.E. Edgecombe. J. Phys. Chem. **92**, 5397 (1990). DOI: 10.1063/1.458517
- [20] Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. ЖЭТФ, **95**, 1412 (1989).
- [21] J. Coutinho, A. Peaker, V. Markevich. J. Phys.: Cond. Mat. **32**, 323001 (2020). DOI: 10.1088/1361-648X/ab8091
- [21] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, ФТТ **60**, 9, 1841 (2018). DOI: 10.21883/FTT.2018.09.46408.083

Редактор В.В. Емцев