

Электрически детектируемый электронный парамагнитный резонанс точечных центров в наноструктурах на основе 6H-SiC

© Н.Т. Баграев[†], Д.С. Гец⁺, Е.Н. Калабухова*, Л.Е. Клячкин⁺, А.М. Маляренко⁺, В.А. Машков[‡], Д.В. Савченко[•], Б.Д. Шанина*

[†] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

[‡] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

[•] Институт физики Академии наук Чешской Республики, 18221 Прага, Чешская Республика

(Получена 21 апреля 2014 г. Принята к печати 28 апреля 2014 г.)

Представлены результаты исследований электрически детектируемого электронного парамагнитного резонанса (ЭДЭПР) и классического электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) (X -диапазон) по идентификации мелких и глубоких центров бора, NV_{Si} -дефектов и изолированных кремниевых вакансий, V_{Si} , которые формируются непосредственно в процессе получения планарных наноструктур в условиях инжекции кремниевых вакансий на границе раздела SiO_2/n -6H-SiC без какого-либо последующего радиационного облучения. Полученная сэндвич-наноструктура представляет собой сверхузкую квантовую яму p -типа проводимости, ограниченную сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности n -6H-SiC, которые самоупорядочиваются в процессе нанесения пиролизического окисла и последующей коротковременной диффузии бора. Регистрация ЭДЭПР точечных центров в сэндвич-наноструктурах, полученных в рамках холловской геометрии, проводилась путем измерения полевых зависимостей магнетосопротивления без внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ излучения, что стало возможным благодаря наличию микрорезонаторов, встроенных в плоскость квантовой ямы, и СВЧ генерации в условиях стабилизированного тока исток–сток из δ -барьеров, содержащих дипольные центры бора. Полученные спектры ЭДЭПР мелких и глубоких центров бора анализируются на основе результатов исследований ЭПР в объеме 6H-SiC [10]. Спектр ЭДЭПР изолированной вакансии проявляет наличие как отрицательно заряженного состояния, V_{Si}^- ($S = 3/2$) так и нейтрального в гексагональной, $V_{Si(h)}$, и квазикубической, $V_{Si(k1,k2)}$, позициях ($S = 1$). В свою очередь NV_{Si} -дефекты были обнаружены не только методом ЭДЭПР при 77 К, но и с помощью ЭПР-спектрометра Bruker ELEXSYS E580 на частоте 9.7 ГГц в температурном интервале от 5 до 40 К. Спектры ЭДЭПР и ЭПР, зарегистрированные на одной и той же сэндвич-наноструктуре, практически идентичны и соответствуют центру в триплетном состоянии со спином $S = 1$. Спектр ЭПР, представляющий собой дублет линий малой интенсивности с величиной расщепления $\Delta B = 237.6$ мТл, наблюдается на фоне спектра ЭПР от доноров азота, концентрация которого в исходном образце n -6H-SiC составляла $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, тогда как в спектре ЭДЭПР донорные центры азота не проявляются, поскольку внутри сэндвич-наноструктуры они все участвуют в формировании NV_{Si} -дефектов.

1. Введение

Карбид кремния является наиболее технологически разработанным среди широкозонных материалов полупроводниковой электроники, что определяет области применения приборов на его основе в условиях агрессивных сред, экстремально высоких температур и повышенного радиационного фона [1–3].

Наряду с кремнием различные поли типы карбида кремния, в особенности 4H- и 6H-SiC, являются модельными объектами использования электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) для изучения механизмов образования, транспорта и отжига точечных и протяженных дефектов благодаря отсутствию квадрупольного взаимодействия и малому содержанию ядерных изотопов с $I = 1/2$, [2,4–10]. Поэтому новые методы инженерии дефектов разрабатываются для создания новых типов по-

лупроводниковых приборов именно на основе кремния и карбида кремния [1,11,12].

В отличие от монокристаллического кремния, изолированные кремниевые вакансии в 4H- и 6H-SiC стабилизируются при комнатной температуре, что позволяет более детально изучать механизмы образования вторичных дефектов при их взаимодействии между собой и с примесными центрами в процессе последовательных термических отжигов [13–17]. Более того, при комнатной температуре можно изучать спектры ЭПР кремниевых вакансий и NV_{Si} -дефектов, сформированных в результате взаимодействия вакансии с исходной донорной примесью (азотом) в поли типах карбида кремния [16,18]. Следует также отметить, что в 4H- и 6H-SiC идентифицировано множество высокоспиновых вакансионных центров ($S > 1/2$), которые проявляются в исследованиях ЭПР в неравновесном состоянии с инверсной заселенностью магнитных подуровней в условиях оптического облучения [2,4,5,13,16,19]. В отличие

[†] E-mail: impurity.dipole@mail.ioffe.ru

от кремния, центры со спином $S > 1/2$ могут быть введены в политипы карбида кремния как с помощью радиационного облучения, так и в процессе термической обработки с последующей закалкой [2,13,16].

Вышесказанное определяет возможности введения точечных вакансионных центров в наноструктуры на поверхности объемных политипов карбида кремния непосредственно в процессе их получения в условиях неравновесной инжекции кремниевых вакансий вблизи границы раздела с предварительно нанесенным окислом. Данные наноструктуры представляют собой сверхузкие квантовые ямы (СКЯ) p -типа проводимости, ограниченные δ -барьерами с экстремально высокой концентрацией вакансий, которые формируются на стадии предварительного окисления [20]. Следует отметить, что кремниевая вакансия является единственным из первичных дефектов, подвижным при низких температурах ($< 950^\circ\text{C}$) [1,11,12], что обеспечивает пассивацию δ -барьеров с помощью последующей диффузии бора из газовой фазы в рамках низкотемпературного вакансионного механизма [20,21]. Подобные планарные сэндвич-наноструктуры на основе кремния и политипов карбида кремния могут быть получены в различной геометрии, в частности в холловской, и благодаря наличию сверхмелкого $p^+ - n$ -перехода представляют интерес для изучения спинозависимого транспорта в краевых каналах квантовых ям (см. рис. 1) [22–24].

Наиболее перспективными методиками, с помощью которых можно проанализировать влияние точечных и протяженных дефектов на процессы спинозависимого транспорта в низкоразмерных структурах, являются различные версии электрического детектирования магнитного резонанса [23–44]. Использование этих методик позволяет идентифицировать примесные и структурные дефекты в основном и неравновесном состояниях в крайне малом количестве, вплоть до одиночных точечных центров в наноструктурах [39], тогда как чувствительность стандартных спектрометров ЭПР ограничена на уровне 10^{10} спинов.

Следует отметить, что электрически детектируемый электронный парамагнитный резонанс (ЭДЭПР) является хорошо известным методом идентификации точечных [23–28] и протяженных [29–38] дефектов в полупроводниковых объемных, низкоразмерных и приборных [40,41] структурах. Методики ЭДЭПР основаны на использовании внешних резонаторов и источников СВЧ излучения в условиях сканирования магнитного поля. Однако в этом случае индуцированные переходы между зеемановскими подуровнями носителей исследуемого центра регистрируются не по поглощению СВЧ мощности, как в рамках классического ЭПР, а по резонансному изменению тока, протекающего через образец, или магнетосопротивления [25–27,29,33]. При этом различные версии ЭДЭПР предусматривали наличие оптической накачки или инжекции носителей, что сделало возможным изучение не только примесных и структурных дефектов со спином $S = 1/2$ [25–27], но

и их возбужденных высокоспиновых состояний, $S \geq 1$, возникающих вследствие селективного заполнения магнитных подуровней [28,33,34,36–38]. Вместе с тем неравновесные условия регистрации ЭДЭПР не позволили однозначно определить его механизм, поскольку резонансное изменение тока или магнетосопротивления может быть обусловлено влиянием спинозависимой рекомбинации и спинозависимого рассеяния фотовозбужденных носителей соответственно на величину их плотности и подвижности [25,26,28,33,38].

Важным шагом в разрешении данной проблемы явилось наблюдение ЭДЭПР DX -центров в процессе регистрации квантового эффекта Холла в гетеропереходе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, проводившееся в условиях стабилизированного тока исток–сток, что подчеркивало равновесность проводимого эксперимента [42,43]. Эти результаты представляют собой практически первую регистрацию ЭДЭПР точечных центров в краевых каналах с высокой спиновой поляризацией носителей, возникающих в низкоразмерных полупроводниковых структурах в условиях сильного магнитного поля. Более того, электрически детектируемый ядерный магнитный резонанс ядер мышьяка и галлия, зарегистрированный параллельно с ЭДЭПР, показал их неравновесную спиновую поляризацию, что практически свидетельствовало о сильной спиновой поляризации электронов в краевых каналах, индуцированных в сильном магнитном поле [44]. Таким образом, ЭДЭПР DX -центров, зарегистрированный в режиме квантового эффекта Холла, проявляется вследствие спинозависимого рассеяния носителей в краевых каналах, индуцированных в сильном магнитном поле. Кроме того, полученные результаты свидетельствовали, что даже в условиях равновесного эксперимента, каким является эффект Холла при жесткой стабилизации тока исток–сток, спиновая система носителей может быть неравновесной.

В этом случае возникают реальные предпосылки для наблюдения эффектов спинового транзистора, квантового спинового эффекта Холла и ЭДЭПР вследствие спиновой поляризации носителей в краевых каналах даже в отсутствие сильного магнитного поля, например, в результате многократного андреевского отражения или спонтанной спиновой поляризации [22–24]. Поэтому целесообразно рассмотреть возможность экспериментальной реализации ЭДЭПР точечных центров в условиях спинозависимого транспорта носителей в краевых каналах топологических изоляторов и сверхпроводников, которые существуют в отсутствие внешнего магнитного поля [45,46]. Кроме того, эти исследования представляют значительный интерес, поскольку сверхпроводящие низкоразмерные топологические структуры могут быть источниками джозефсоновской генерации, которая может быть усилена при наличии встроенных микрорезонаторов [23,47]. Таким образом, появляется уникальная возможность регистрации ЭДЭПР в низкоразмерных структурах путем измерения магнетосопротивления в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ излучения, которая впервые была показана на

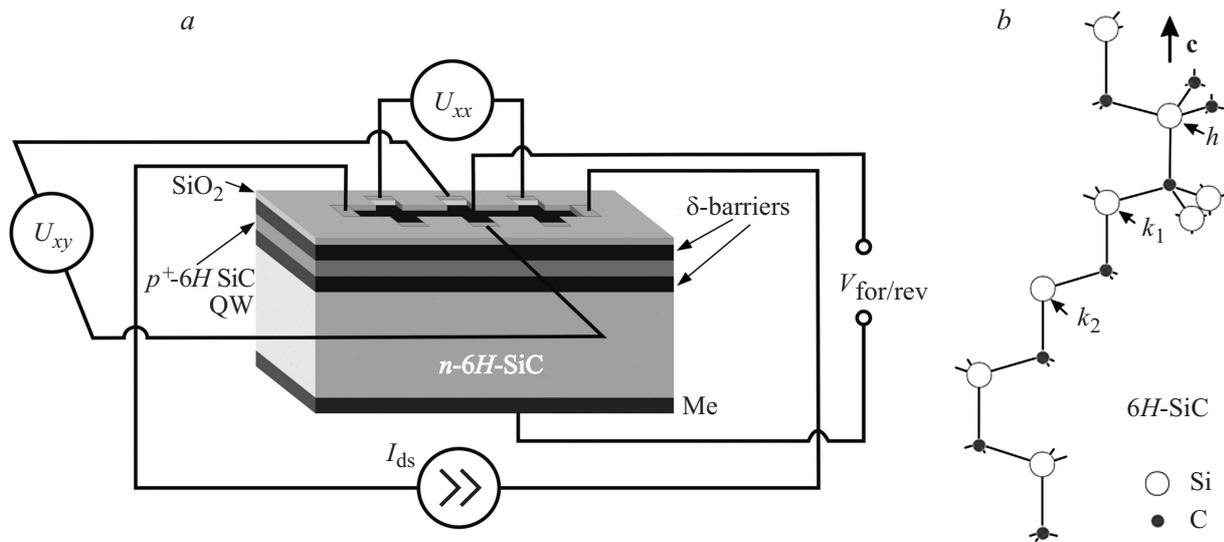


Рис. 1. *a* — экспериментальная структура, полученная в рамках холловской геометрии для изучения электрических свойств сверхузкой квантовой ямы *p*-типа проводимости, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности *n*-6H-SiC (0001). *b* — структура политипа 6H-SiC.

примере идентификации точечных примесных центров в кремниевых наносандвичах [23].

Далее представлены результаты исследований ЭДЭП сандвич-наноструктур на основе 6H-SiC, содержащих изолированные кремниевые вакансии, NV_{Si}-дефекты и центры бора, сформированные непосредственно в процессе их получения. Следует отметить, регистрация ЭДЭП проводилась путем измерения магнетосопротивления в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ. Полученные данные ЭДЭП анализируются с учетом результатов исследований ЭПР (*X*-диапазон), проведенных с помощью ЭПР-спектрометра Bruker ELEXSYS E580. Спектры ЭДЭП и ЭПР NV_{Si}-дефектов, зарегистрированные на одной и той же сандвич-наноструктуре, практически идентичны и соответствуют центрам в триплетном состоянии со спином $S = 1$, которые характеризуются, как и в алмазе, длительным временем спиновой релаксации в основном состоянии. Таким образом, метод ЭДЭП по измерению магнетосопротивления без внешнего микрорезонатора, источника и приемника СВЧ представляет интерес для задач практической реализации кубита на основе карбида кремния.

2. Эксперимент

Исследуемые в данной работе планарные сандвич-наноструктуры на основе 6H-SiC (0001) *n*-типа проводимости были получены при температуре 900°C с помощью кратковременной диффузии бора из газовой фазы. Как и в случае приготовления планарных кремниевых сандвич-наноструктур [22–24], существенную роль играет толщина окисла, предварительно осажденного путем пиролиза силана на рабочую и заднюю поверхности образца карбида кремния, с последующей

фотолитографией в рамках холловской геометрии контактов (рис. 1). Так, при наличии толстого окисла, по данным вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС), глубина диффузионного профиля бора при концентрации $N(B) > 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ достигает значения 40 нм (рис. 2, *a*), в то время как присутствие тонкого окисла позволяет получить сильно легированный бором слой глубиной $x < 10 \text{ нм}$ [20,21]. В основе кратковременной низкотемпературной диффузии бора лежит вакансионный механизм вследствие большого количества вакансий кремния, генерируемых границей 6H-SiC/SiO₂, что приводит к возрастанию концентрации бора [20,21]. Как отмечено выше, из всех первичных дефектов, возникающих в карбиде кремния, только кремниевая вакансия подвижна при температуре 900°C. По-видимому, именно по этой причине наиболее близким к идеальному оказался $p^+ - n$ -переход, полученный при наличии предварительно нанесенного толстого слоя окисла (рис. 3, *a, b, c*), что не только увеличило концентрацию бора, но и, как далее будет показано, привело к образованию вакансионных центров внутри диффузионного профиля.

Исследования туннельных вольт-амперных характеристик (ВАХ) высокого разрешения в условиях обратного, прямого и продольного напряжения, приложенного к полученным на основе 6H-SiC планарным $p^+ - n$ -переходам, выявили наличие сверхузкой квантовой ямы, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором, а также корреляционной энергетической щели, $2\Delta = 44 \text{ мэВ}$, в их валентной зоне (рис. 4) [21]. Температурные и полевые зависимости статической магнитной восприимчивости, полученные методом Фарадея с помощью балансного спектрометра MGD31FG [48], идентифицируют диамагнитные свойства δ -барьеров, являющиеся следствием возникновения корреляционной энергетической щели. Эти данные свидетельствуют, что осно-

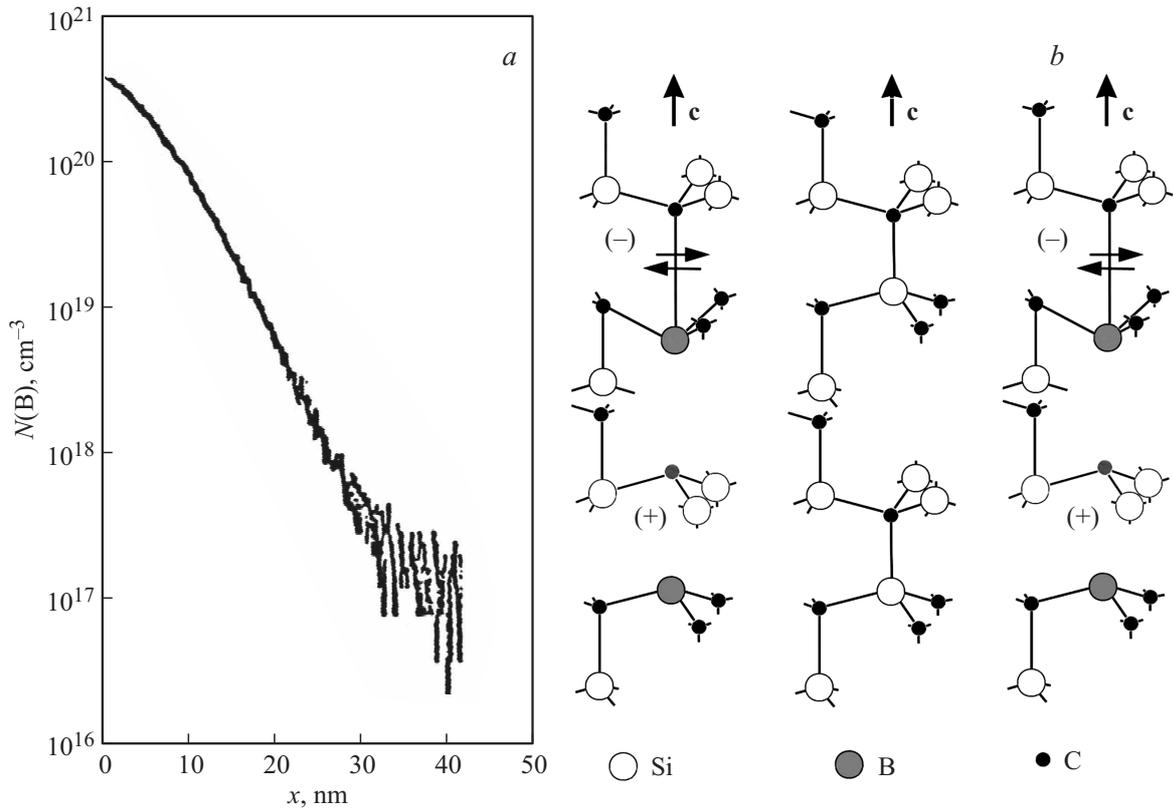


Рис. 2. *a* — данные ВИМС: диффузионный профиль бора по координате x в сверхтонком $p^+ - n$ -переходе на основе $6H$ -SiC; диффузионный профиль бора реализован при температуре диффузии 900°C после предварительного нанесения толстого слоя окисла. *b* — возможная модель самокомпенсации акцепторных центров бора.

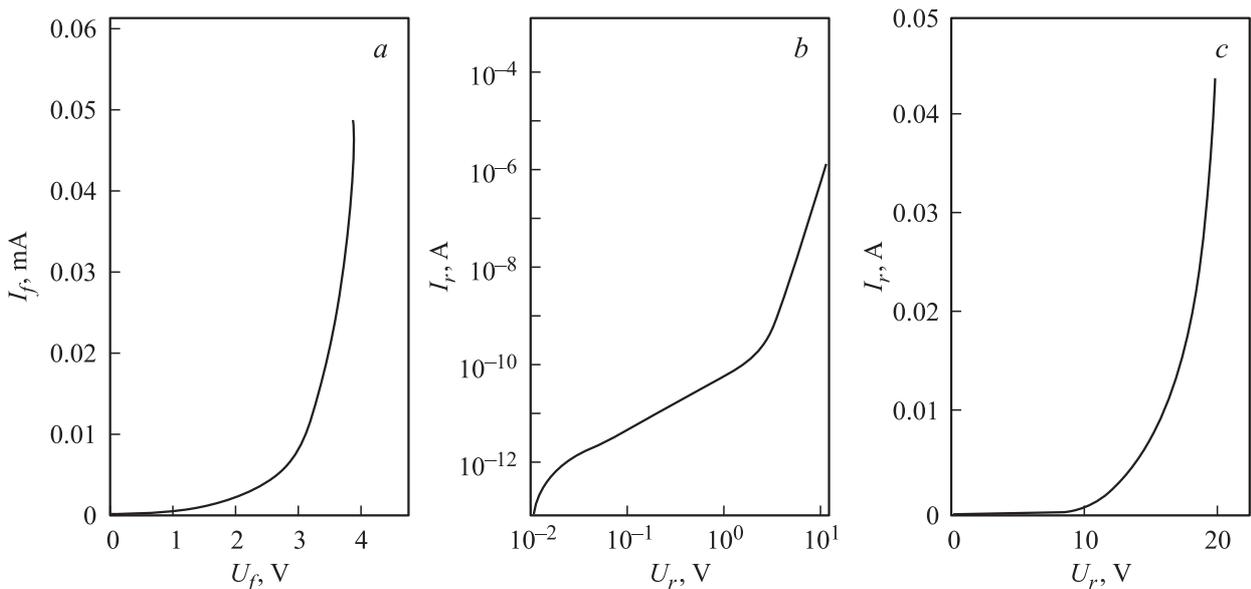


Рис. 3. Прямая $I_f(U_f)$ (*a*) и обратная $I_r(U_r)$ (*b, c*) вольт-амперные характеристики планарной сэндвич-наноструктуры на основе n - $6H$ -SiC, состоящей из СКЯ p -типа проводимости, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами. Структура получена с помощью низкотемпературной диффузии бора при наличии предварительно нанесенного толстого слоя окисла.

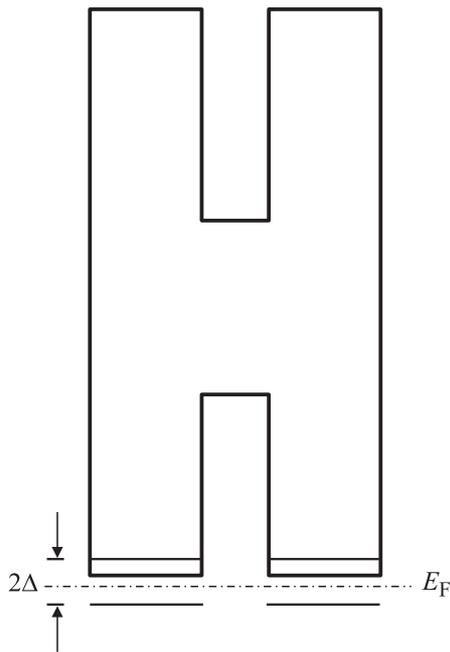


Рис. 4. Зонная схема сверхузкой квантовой ямы, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором. Уровень Ферми E_F пиннируется вследствие наличия корреляционной энергетической щели, обусловленной формированием дипольных центров бора в δ -барьерах.

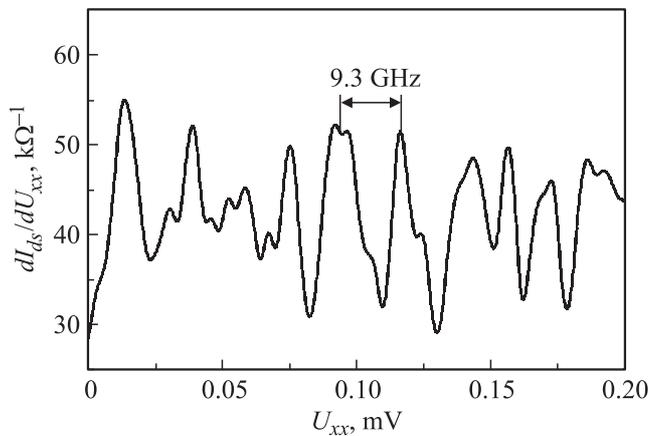


Рис. 5. Зависимость dI_{ds}/dU_{xx} от U_{xx} при $T = 77$ К, полученная с помощью измерений продольной ВАХ сандвич-наноструктуры на основе $6H$ -SiC. Осцилляции соответствуют ступеням Фиске. Частота генерации 9.3 ГГц определяется характеристиками микрорезонаторов, сформированных в плоскости СКЯ, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами, которые зависят от ее размеров и геометрии контактов: $r = \delta/2n$ — размер микрорезонатора, n — коэффициент преломления, $n = 2.55$ в $6H$ -SiC.

вой формирования δ -барьеров в сандвич-наноструктурах на основе $6H$ -SiC, как и в исследованных ранее кремниевых наносандвичах, по-видимому, является реконструкция мелких акцепторов, которая сопровождается формированием дипольных центров бора с отрицательной

корреляционной энергией, $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$, аналогично отмеченным выше DX -центрам (рис. 2, *b*) [22–24,48]. В свою очередь, дипольные центры бора ответственны не только за возникновение корреляционной энергетической щели в валентной зоне сильно легированных бором δ -барьеров, но и за возникающий как результат ее формирования спектр СВЧ генерации, который проявляется в условиях обратного, прямого и продольного напряжения, приложенного к сандвич-наноструктуре (рис. 5) [23,48]. При этом частота СВЧ генерации, проявляющаяся в значении периода осцилляций продольного тока (рис. 5), определяется характеристиками микрорезонаторов, встроенных в плоскость сандвич-наноструктуры, и может дополнительно контролироваться с помощью регистрации ступеней Фиске и Шапиро [23,48].

Наличие СВЧ генерации, индуцированной протеканием продольного тока, позволило зарегистрировать спектры ЭДЭПР различных точечных центров в сандвич-наноструктурах на основе $6H$ -SiC в отсутствие внешних микрорезонаторов, СВЧ источника и приемника только посредством измерения магнетосопротивления (рис. 6–11). Тянувший ток исток–сток жестко стабилизировался на уровне $I_{ds} \leq 10$ нА, а встроенные микрорезонаторы в этом случае формировались между контактами холловской структуры (рис. 1). В частности, СВЧ генерация на частоте 9.3 ГГц определяется расстояниями между контактами исток–сток и контактами для регистрации U_{xx} (см. рис. 1), $r = 4.7$ мкм, $r = \lambda/2n$ — размер микрорезонатора, где λ — длина волны, n — коэффициент преломления, $n = 2.55$ в $6H$ -SiC [23]. Кроме того, более мелкие области в плоскости сверхузкой квантовой ямы, ограниченные контактными площадками, могут быть основой для формирования микрорезонаторов терагерцевого диапазона длин волн [23,49].

3. ЭДЭПР мелких и глубоких центров бора в наноструктурах на основе $6H$ -SiC

Несмотря на то что дипольные центры бора значительно доминируют в исследуемых сандвич-наноструктурах, некоторое количество остаточных точечных центров, формируемых одиночными атомами бора в области диффузионного профиля, все-таки могут давать вклад в ЭДЭПР. Как было показано посредством оптических методик и методов нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ), бор может создавать в запрещенной зоне карбида кремния как мелкий, так и глубокий акцепторные уровни [10,50]. При этом энергия активации мелкого акцептора бора варьируется: различные методики дают значения от 0.22 и 0.35 эВ в случае фотоэмиссионных методик [51] до 0.3–0.39 эВ при использовании адмиттанс-спектроскопии [52,53]. Впервые спектр ЭПР мелкого акцептора бора в $6H$ -SiC был получен в 1961 г. [54] и впоследствии неоднократно изучался с помощью классического

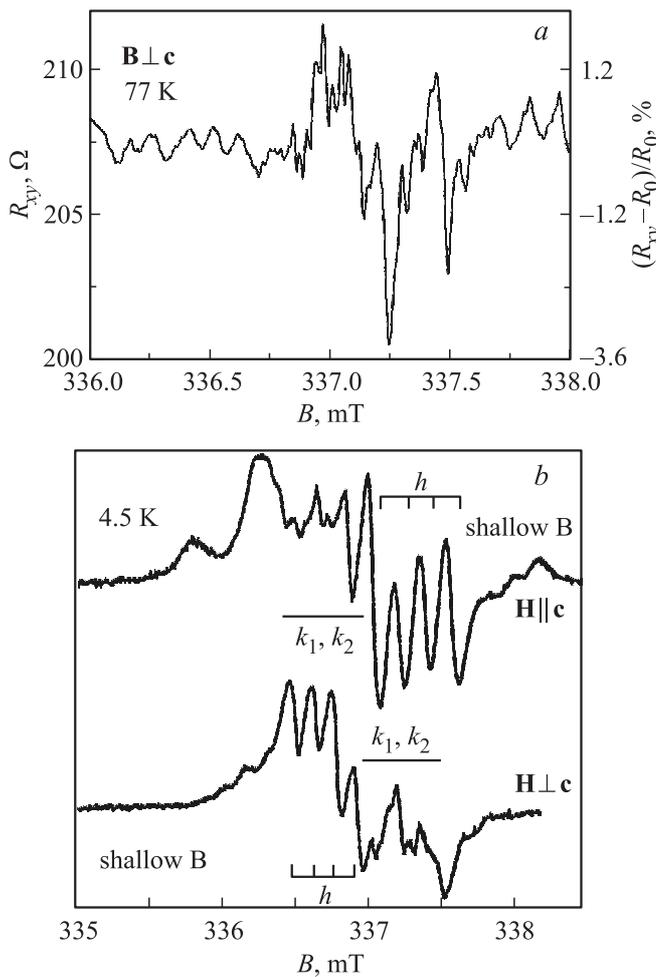


Рис. 6. *a* — спектр ЭДЭПР мелких акцепторов бора при $T = 77$ К, полученный путем измерения магнетосопротивления сандвич-наноструктуры на основе $6H$ -SiC в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ излучения; $\nu = 9.3$ ГГц, $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$, $I_{ds} = 10$ нА. *b* — спектр ЭПР (X -диапазон) мелких акцепторов бора в $6H$ -SiC при 4.5 К в геометрии напряженности магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$.

ЭПР [10], оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) [55,56], а также двойного электронно-ядерного резонанса (ДЭЯР) [57–59].

На рис. 6, *a, b* представлены спектры ЭДЭПР мелких акцепторов бора в сандвич-наноструктурах $6H$ -SiC, полученные в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ (рис. 6, *a*) и классического метода ЭПР (X -диапазон) в объемном $6H$ -SiC (рис. 6, *b* [10]). В случае, если направление магнитного поля совпадает с осью \mathbf{c} кристаллической решетки, $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$, то наблюдается три набора по четыре линии в зависимости от позиции бора ($I = 3/2$), занимаемого им в кристаллической решетке, тогда как перпендикулярная ориентация магнитного поля, $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$, приводит к регистрации дополнительных линий с характерной интенсивностью, возникающих вследствие сверхтонкого взаимодействия с ядрами ^{29}Si .

В свою очередь глубокий центр бора впервые был обнаружен при изучении фотолюминесценции $6H$ -SiC [60,61]. При этом, как оказалось, энергия активации существенно зависит от метода введения бора в полупроводниковую матрицу. Данные измерений НСГУ дают значения энергии уровней $E_v + 0.63$ эВ и $E_v + 0.73$ эВ для центров бора, полученных диффузией в $p^+ - n$ -переходах на основе $6H$ -SiC [53], и $E_v + 0.58$ эВ в случае использования ионной имплантации в легированных алюминием эпитаксиальных пленках $6H$ -SiC [62]. Сравнение спектров ЭДЭПР глубоких центров бора в сандвич-наноструктурах на основе $6H$ -SiC, полученных при ориентации магнитного поля параллельно и перпендикулярно оси \mathbf{c} (рис. 7, *a* и *b*), с соответствующими угловыми зависимостями ЭПР в объемном $6H$ -SiC (рис. 8, *a* и *b* [10]) следует проводить, принимая во внимание, что имеется два изотопа бора: ^{10}B (19.8%, ядерный спин $I = 3$) и ^{11}B (80.2%, $I = 3/2$). При этом, так как соотношение ядерных g -факторов $g_1(^{11}\text{B})/g_1(^{10}\text{B}) = 3$, спектр ЭПР, как правило, состоит из наборов по четыре эквидистантные линии ^{11}B , тогда как ^{10}B проявляется в виде набора из семи слабых линий

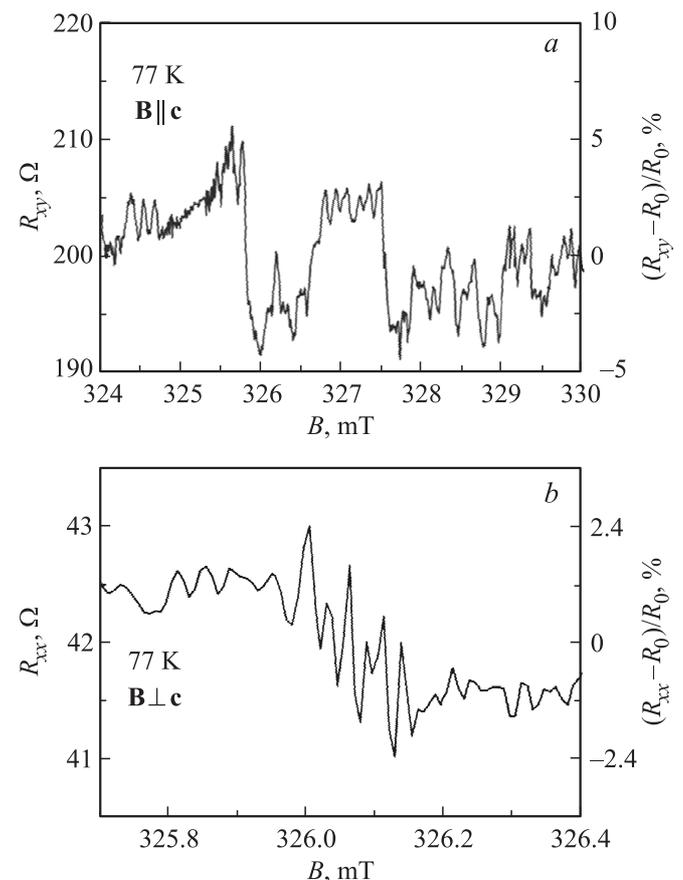


Рис. 7. Спектр ЭДЭПР глубоких акцепторов бора при $T = 77$ К, полученный путем измерения магнетосопротивления сандвич-наноструктуры на основе $6H$ -SiC в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ излучения, $\nu = 9.3$ ГГц, $I_{ds} = 10$ нА, $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ (*a*), $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ (*b*).

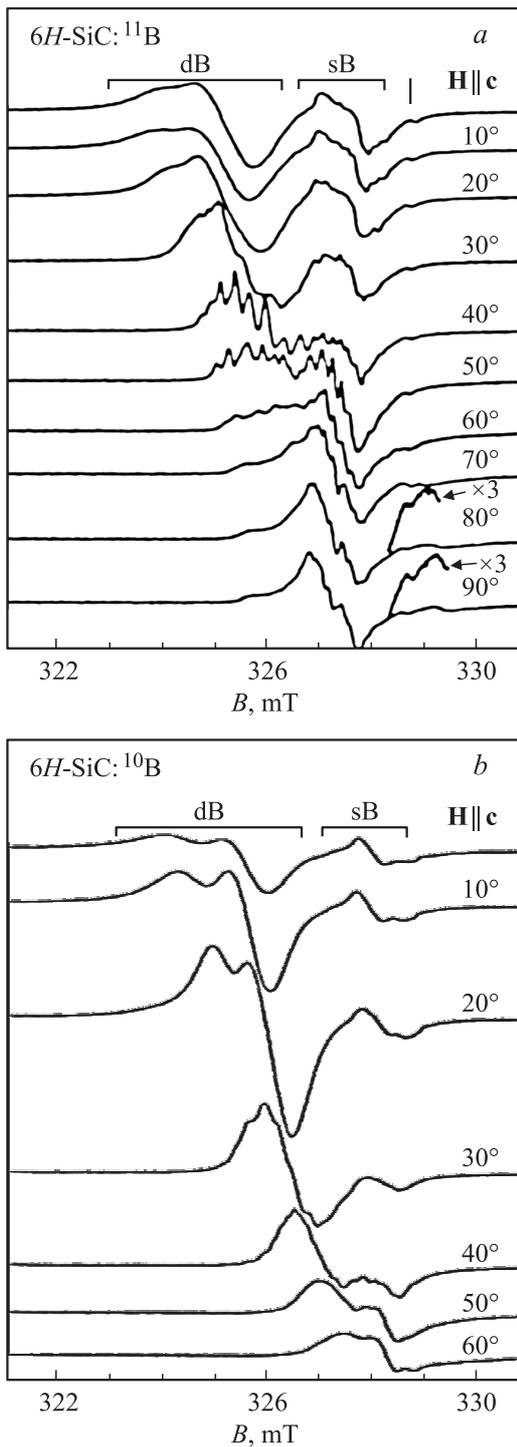


Рис. 8. Угловая зависимость спектра ЭПР глубоких акцепторов бора в 6H-SiC, легированном ^{11}B (a) и ^{10}B (b) при $T = 4.5\text{ K}$ [10].

с амплитудой, в 3 раза меньшей, чем амплитуды линий ^{11}B , и часто не разрешается.

Если учесть максимальное число спинов, 10^{10} , которое может быть определено с помощью ЭПР-спектрометра высокого класса, полученные результаты позволяют сделать вывод, что вклад в наблюдаемые спектры

ЭДЭПР как мелких, так и глубоких центров бора в сэндвич-наноструктуре вносят $\sim 10^2$ центров.

4. Механизм регистрации ЭДЭПР по изменению магнетосопротивления в полупроводниковой сэндвич-наноструктуре

Так как измерения магнетосопротивления полупроводниковых сэндвич-наноструктур выполнялись в отсутствие какой-либо оптической накачки или инжекции носителей, то механизм ЭДЭПР, регистрируемого в отсутствие внешнего резонатора, а также источника и приемника СВЧ, по-видимому, основан на процессах спинозависимого рассеяния спин-поляризованных дырок на парамагнитных центрах в краевых каналах [23,24]. Следует подчеркнуть, что спин-поляризованные двумерные дырки совершают квантовое диффузионное движение вследствие упругого рассеяния на статическом случайном потенциале в краевых каналах. Это упругое рассеяние не спинозависимое, и фаза дырочной волновой функции накапливает вклады от геометрического набега фаз, тогда как фазовая память остается постоянной. Таким образом, достигается режим слабой локализации в условиях транспорта двумерных дырок.

Известно, что фазовая память может быть разрушена вследствие неупругого электрон-электронного и(или) электрон-фононного взаимодействий. Соответствующее характеристическое время обозначается τ_ϕ . Если приложено внешнее магнитное поле, то появляются два дополнительных вклада в фазу дырочной волновой функции. Первый вклад вносит эффект Ааронова–Бома, он не зависит от спина и пропорционален магнитному потоку через поперечное сечение диффузионной траектории. Этот вклад сохраняет фазу. Второй, спинозависимый фазовый вклад, является следствием спинозависимого рассеяния двумерных дырок на магнитных примесях. Этот вклад способен разрушить фазовую память, и взаимосвязь его характеристического времени с временем фазовой релаксации τ_ϕ важна. Тем не менее данный тип рассеяния на магнитных примесях не является прямым процессом рассеяния дырок, а является, скорее, результатом суммарного влияния магнитного поля данного парамагнитного центра на фазу диффундирующей дырки посредством спинового обменного взаимодействия. Следует отметить, что процесс прямого рассеяния может значительно уменьшить проводимость краевого канала. Поэтому разумно предположить, что между парамагнитным центром и краевым каналом имеется некоторое расстояние, $\sim (1-3)\text{ нм}$, предотвращающее процесс прямого рассеяния дырок. Действительно, последние экспериментальные данные показывают существование таких близлежащих центров, производящих случайный телеграфный шум различной природы в некоторых диодных структурах. В рассматриваемой

сандвич-наноструктуре мы наблюдали несколько типов парамагнитных центров с похожим случайным влиянием на фазу волновой функции дырки. Случайные магнитные сигналы, произведенные данным центром, могут иметь природу дробового или телеграфного шума и соответствовать временной последовательности сигналов переменного знака, которые проявляются в произвольный момент времени. В случае произвольной статистики шума дополнительная зависящая от времени фаза, суммируемая дырочной волновой функцией, представляет собой случайный процесс с функцией релаксации экспоненциального типа. Соответствующее корреляционное время, τ_s , характеризует ширину сигнала ЭПР. Это среднее время переходов с переворотом спина на центре очень чувствительно к отклонениям магнитного поля от его резонансного значения. Поэтому спиновзависимое рассеяние спин-поляризованных дырок, описанное выше, может быть объяснено в рамках теории слабой локализации в неупорядоченных системах, которая приводит к следующему обобщенному соотношению положительного отклика магнетосопротивления, вызванного насыщением сигнала ЭДЭПР (рис. 9, *a* и *b*) [63,64]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \text{const} \int_{\tau_m}^{\tau_\phi} \frac{dt}{t^{d/2}} \left\langle \exp \left(i \frac{4\pi e}{hc} \oint \mathbf{A} \times d(\mathbf{l}) i s_s - \int_0^t \delta\omega(t') dt' \right) \right\rangle, \quad (1)$$

где τ_m — время релаксации момента, τ_ϕ — время фазовой релаксации, τ_s — время спиновой релаксации дырок в краевых каналах. Спиновая релаксация дырок в магнитных полях вне диапазона магнитного резонанса определяется произвольным вращением спинов, это отражается в спиновой делокализации: $\tau_s > \tau_\phi > \tau_m$, тогда как в условиях насыщения ЭПР, которое описывается вторым термом в уравнении (1), возникает резкое падение значения τ_s и соответствующий положительный отклик магнетосопротивления (рис. 9, *a* и *b*) есть

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \text{const} \cdot \cos \left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \int_{\tau_m}^{\tau_\phi} \frac{dt}{t^{d/2}} \times \exp \left[-M_2 \int_0^t (t-t') \Psi_{xx}(t') dt' \right]. \quad (2)$$

Здесь $\Psi_{xx}(t) = \exp(-|t|/\tau_s)$ — релаксационная функция ЭПР парамагнитного центра, $M_2 \propto J^2 \langle s_2 \rangle$ определяется обменным взаимодействием между дыркой и парамагнитным центром, ближайшим к замкнутой диффузионной траектории дырки в краевом канале. Уравнение (2) описывает положительное магнетосопротивление, наблюдаемое в условиях насыщения ЭПР как отклик, который способен возродить режим слабой локализации, ставшей деструктивной вдали от условий, соответствующих ЭПР, вследствие произвольной спиновой релаксации. Физическая природа этого эффекта основана на квантовой интерференции двух дырочных состояний,

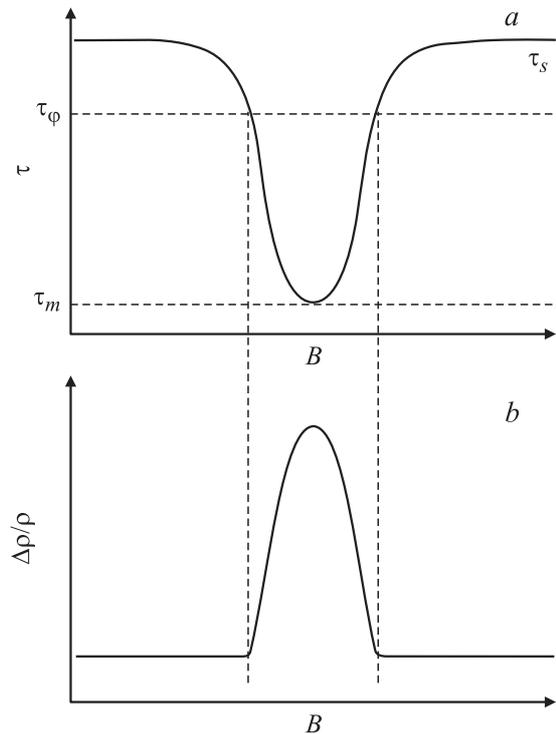


Рис. 9. ЭПР-отклик от одиночных центров в проводимости вследствие спиновзависимого рассеяния носителей в полупроводниковых сандвич-наноструктурах, являющийся результатом резонансного поведения времени спиновой релаксации в рамках режима слабой локализации (*a*), что дает положительный отклик магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ (*b*).

соответствующих прямому и обратному движению дырки вдоль замкнутого диффузионного пути в условиях статического произвольного потенциала в краевом канале. Эта квантовая интерференция является причиной высокой чувствительности магнетосопротивления даже к низким концентрациям неконтролируемых примесей, причем в топологических краевых каналах с большим временем фазовой релаксации, результаты регистрации изменений магнетосопротивления путем измерений продольной, U_{xx} , и холловской, U_{xy} , эдс в условиях насыщения ЭПР практически не должны существенно различаться.

На основе представленных выше аргументов эффект резонансного положительного магнетосопротивления объясняется следующим образом.

— Терм $\exp[-(M_2 t^2)/2]$ становится доминирующим в уравнении (1), когда режим слабой локализация становится неустойчивым вследствие генерации и накопления низкочастотного парамагнитного шума в местонахождении диффузионной дырки в краевом канале. Этот случай описывается неравенством $\tau_s > \tau_\phi > \tau_m$.

— Терм $\exp(-M_2 t \tau_s)$ в уравнении (2) отличается от предыдущего и преобладает в условиях насыщения ЭПР, что отражается в положительном отклике магнетосопротивления. Этот случай описывается инвертированным неравенством $\tau_\phi > \tau_s > \tau_m$; $L_\phi = \sqrt{D_0 \tau_\phi}$ — длина

фазовой релаксации, D_0 — коэффициент диффузии, $D_0 = v_F^2 \tau_m / 2$, v_F — скорость Ферми.

Таким образом, механизм регистрации спектров ЭДЭПР в сандвич-наноструктурах $6H$ -SiC, по-видимому, основан на возникающей в условиях магнитного резонанса слабой локализации дырок вблизи точечных центров вследствие резкого уменьшения их времени спин-решеточной релаксации. Этот вывод подтверждается величиной наблюдаемого отклика положительного магнетосопротивления в условиях ЭДЭПР, $(R_{xx} - R_0)/R_0$, составляющей 3–6%, которая прогнозируется в рамках большинства теоретических и экспериментальных зависимостей проявления отрицательного (ОМС) и положительного (ПМС) магнетосопротивления, идентифицирующих явление слабой локализации носителей [65–70].

5. Вакансионные центры в наноструктурах на поверхности n - $6H$ -SiC

Как отмечено выше, помимо акцепторных центров бора, образующихся в наноструктурах на основе $6H$ -SiC в процессе кратковременной диффузии, используемая планарная технология позволяет получить на стадии предварительного окисления карбида кремния большое количество вакансий кремния V_{Si} и NV_{Si} -центров, представляющих собой точечные дефекты, состоящие из вакансии кремния и атома азота, замещающего атом углерода в соседней позиции [71].

Наблюдаемые спектры ЭДЭПР вакансии кремния в сильно легированных бором сандвич-наноструктурах на основе $6H$ -SiC находятся в хорошем согласии с данными ЭПР, полученными при изучении объемных кристаллов $6H$ -SiC [71] (рис. 10, a и b соответственно). Кроме отрицательно заряженных вакансий V_{Si}^- , ($S = 3/2$), спектр ЭДЭПР проявляет наличие нейтральных вакансий в гексагональной, $V_{Si(h)}$, и квазикубических, $V_{Si(k_1, k_2)}$, позициях ($S = 1$) (см. рис. 10, a). Следует отметить, что дневной свет слабой интенсивности приводил к инверсной заселенности магнитных подуровней триплетных состояний нейтральной вакансии, что отразилось как в изменении фазы соответствующих линий в спектре ЭДЭПР (рис. 10, a), так и в условиях регистрации классического ЭПР (рис. 10, b). Кроме того, слабоинтенсивный дневной свет, по-видимому, влияет на регистрацию спектра ЭДЭПР отрицательно заряженных кремниевых вакансий в сандвич-наноструктуре p -типа проводимости (рис. 10, a).

В свою очередь спектры ЭДЭПР и ЭПР NV_{Si} -дефектов регистрировались соответственно путем измерений полевых зависимостей поперечной (холловской) разности потенциалов при температуре $T = 77$ К (рис. 11, a и b) и на спектрометре Bruker ELEXSYS E580 на частоте 9.7 ГГц в температурном интервале от 5 до 40 К (рис. 12–14) [72]. При этом спектры ЭДЭПР и ЭПР, зарегистрированные на одной и той же сандвич-наноструктуре, практически идентичны и соответствуют

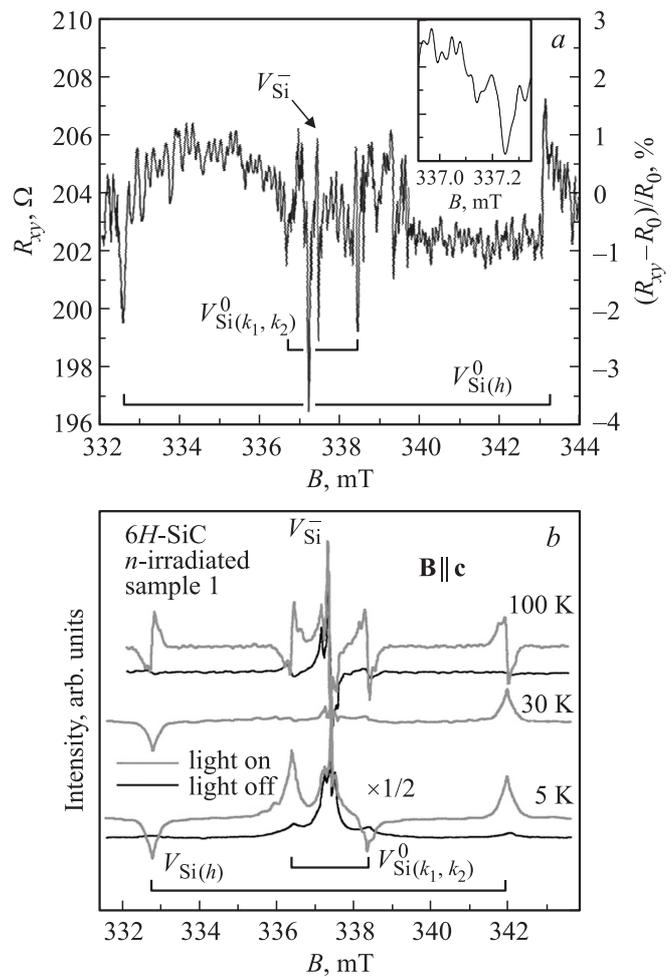


Рис. 10. a — ЭДЭПР кремниевой вакансии в сандвич-наноструктуре на основе $6H$ -SiC с δ -барьерами, сильно легированными бором, зарегистрированный с помощью измерения поперечного (холловского) магнетосопротивления без использования внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ, $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$, $T = 77$ К, $\nu = 9.3$ ГГц, $I_{ds} = 10$ нА. На вставке — фрагмент спектра ЭДЭПР мелкого центра бора. b — спектр ЭПР (X -диапазон) вакансии кремния в $6H$ -SiC [71].

центру в триплетном состоянии со спином $S = 1$. Однако спектр ЭПР, который представляет собой дублет линий малой интенсивности с величиной расщепления $\Delta B = 237.6$ мТл, наблюдается на фоне спектра ЭПР от доноров азота (N_{k_1, k_2} , N_h), концентрация которого в исходном образце $6H$ -SiC n -типа проводимости составляла $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, тогда как в спектре ЭДЭПР донорные центры азота не проявляются.

Полученный результат указывает на принадлежность триплетного спектра NV_{Si} -дефектам, которые формируются вследствие захвата кремниевых вакансий атомами азота в узлах решетки $6H$ -SiC. При этом учитывается, что в спектре ЭДЭПР наблюдаются только центры, локализованные внутри сандвич-наноструктуры p -типа проводимости, где все центры азота заняты кремниевыми вакансиями, инжектированными в процессе ее получения, тогда как в спектре ЭПР наблюдаются также

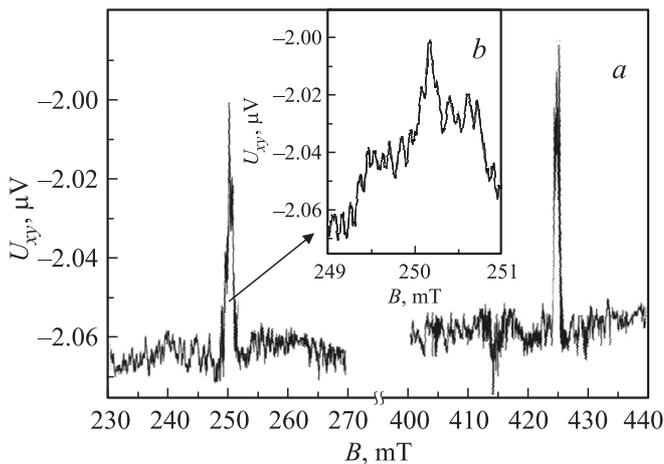


Рис. 11. Спектр ЭДЭПР NV_{Si}-дефекта в сэндвич-наноструктуре на основе 6H-SiC с δ-барьерами, сильно легированными бором, зарегистрированный с помощью измерения поперечного (холловского) магнетосопротивления без использования внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ (а) и его тонкая структура (b). **B** || **c**, $T = 77$ К, $\nu = 9.3$ ГГц, $I_{ds} = 10$ нА. Тонкая структура спектра ЭДЭПР NV_{Si}-дефекта свидетельствует о присутствии азота. Спектр ЭДЭПР центра азота отсутствует вследствие интенсивного взаимодействия с кремниевыми вакансиями, которое приводит к формированию NV_{Si}-дефектов внутри сэндвич-наноструктуры.

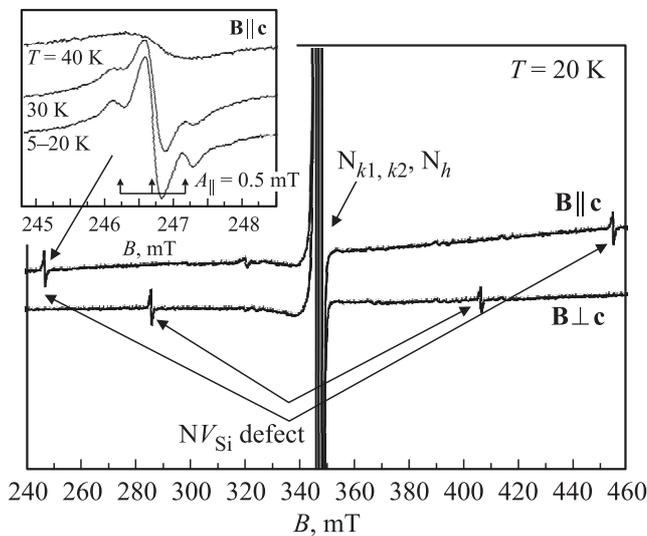


Рис. 12. Спектр ЭПР (X-диапазон) NV_{Si}-дефектов в сэндвич-наноструктуре на основе 6H-SiC. На вставке — сверхтонкая структура спектра ЭПР триплетного центра, **B** || **c**. $T = 20$ К.

центры азота, локализованные в исходном объемном образце n-6H-SiC.

Принимая во внимание значение концентрации атомов азота в исходном образце 6H-SiC, можно оценить количество точечных NV_{Si}-дефектов, которые вносят вклад в сигнал ЭДЭПР. Полученное значение, $\sim 8 \cdot 10^3$, коррелирует с полным числом NV_{Si}-центров, которое

было зарегистрировано с помощью ЭПР, $\sim 2 \cdot 10^{10}$, что стало возможным благодаря высокой чувствительности спектрометра Bruker ELEXSYS E580.

Тот факт, что линии тонкой структуры, соответствующие электронным переходам ($M_S = 1 \rightarrow M_S = 0$; $M_S = -1 \rightarrow M_S = 0$), наблюдаются в темноте, свидетельствует о том, что триплетное состояние является основным состоянием NV_{Si}-дефекта. Как показано на рис. 11, b и 12, при амплитуде модуляции магнитного поля меньше ширины триплетных линий в спектре разрешаются три линии сверхтонкой структуры с величиной расщепления $A \approx 0.5$ мТл, что указывает на участие атомов азота (^{14}N ($S = 1/2$, $I = 1$)) в формировании точечного центра. Таким образом, триплетный центр содержит атом азота и представляет собой дефект, введенный в сэндвич-наноструктуру непосредственно в процессе ее получения. Из соотношения амплитуд центральной и боковых линий, составляющих триплет с расщеплением 0.5 мТл, можно заключить, что дефект занимает одну из квазикубических позиций.

На рис. 13 приведена угловая зависимость спектра ЭПР, измеренная при вращении магнитного поля в плоскости, содержащей ось **c**. Из рис. 13 видно, что угловая зависимость спектра ЭПР имеет вид, характерный для аксиально-симметричного центра со спином $S = 1$.

В свою очередь экспериментальная угловая зависимость эффективного g-фактора спектра ЭПР, представленная на рис. 14, может быть получена из полусуммы резонансных значений магнитных полей двух спектральных компонент спектра ЭПР $g_{\text{eff}}(\theta) = 2h\omega_0/\beta(H_{-1} + H_{+1})$, где $g(\theta)$ — эффективный анизотропный g-фактор триплетного центра, H_{-1} , H_{+1} — низкополевая и высокополевая компоненты резонансного значения магнитного поля спектра ЭПР, ω_0 — микроволновая частота. Полученная экспериментальная угловая зависимость $g_{\text{eff}}(\theta)$, приведенная на

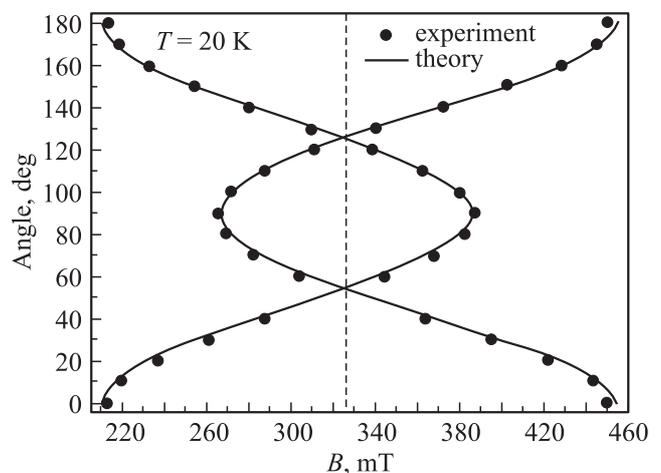


Рис. 13. Угловая зависимость константы тонкой структуры D NV_{Si}-дефекта в сэндвич-наноструктуре на основе 6H-SiC, измеренная при вращении образца в плоскости (11 $\bar{2}$ 0) при $T = 20$ К.

Параметры спинового гамильтониана триплетных центров, наблюдаемых в сэндвич-наноструктурах 6H-SiC, в электронно-облученном синтетическом алмазе и нейтронно-облученном 6H-SiC *n*-типа проводимости

Центр, материал	<i>S</i>	<i>T</i> , К	<i>g</i> -фактор	<i>A</i> , мТл	<i>D</i> , 10 ⁻⁴ см ⁻¹	Ссылка
N-V, алмаз	1		2.0028	<i>A</i> = 0.082 <i>A</i> _⊥ = 0.075	960.7	[71]
NV _{Si} , 6H-SiC, облученный	1	3.5	2.003	<i>A</i> = 0.55	860	[74]
		70		<i>A</i> = 0.75 <i>A</i> _⊥ = 0.35	885	
NV _{Si} , 6H-SiC, наноструктура	1	5–40	<i>g</i> = 1.9700(3) <i>g</i> _⊥ = 1.9961(3)	<i>A</i> = 0.55 <i>A</i> _⊥ = 0.45	1140	Данная работа

рис. 14, описывается следующим выражением:

$$g(\theta) = 1.999 - 0.0174 \cos(2\theta) - 0.0124 \cos(4\theta). \quad (3)$$

Функция, описывающая кривую на рис. 14, отличается от выражения для аксиально-симметричной угловой зависимости *g*-фактора $g = (g_{||} \cos^2 \theta + g_{\perp} \sin^2 \theta)^{1/2}$ последним членом в равенстве (1), который учитывает эффекты второго порядка, связанные с большой величиной константы кристаллического поля.

Спиновый гамильтониан для парамагнитного центра со спином *S* = 1, с аксиально-симметричной константой *D* и аксиально-симметричным *g*-тензором (*g*_{||}, *g*_⊥) записываем в лабораторной системе координат с осью **z'** || **H**, где магнитное поле **H** составляет угол θ с осью аксиальной симметрии центра, т.е. $H = H_0(0, \sin \theta, \cos \theta)$ [72]:

$$\hat{H} = gH_z' S_{z'} + D_0 [S_z^2 - S(S+1)/3] - D_1 [S_z(S_+ + S_-) + (S_+ + S_-)S_z] + D_2 (S_+^2 + S_-^2)/2,$$

$$D_0 = 0.5D(3g_{||}^2 \cos^2 \theta / g^2 - 1),$$

$$g^2 = g_{||}^2 \cos^2(\theta) + g_{\perp}^2 \sin^2(\theta),$$

$$D_1 = Dg_{||}g_{\perp} \sin(2\theta)/(4g^2), \quad D_2 = Dg_{\perp}^2 \sin^2 \theta / g^2. \quad (4)$$

При анализе параметров триплетных центров с большой величиной константы кристаллического поля проводится численная диагонализация матрицы спинового гамильтониана (4). Полученные в результате параметры триплетного центра приведены в таблице.

Следует отметить, что триплетные центры, содержащие в своем составе атомы азота, ранее наблюдались в электронно-облученном дозой 10¹²–10¹⁵ см⁻² и отожженном при 900°C синтетическом алмазе и в нейтронно-облученном дозой 10²¹ см⁻² 6H-SiC *n*-типа проводимости после высокотемпературного отжига при 2000°C. Оба триплетных центра, имеющие близкую по величине константу тонкой структуры, были отнесены к дефектному центру, который образуется между атомом азота и кремниевой вакансией [73,74].

Существенно, что для получения кремниевых вакансий и NV_{Si}-центров в сэндвич-наноструктурах на основе 6H-SiC, в отличие от объемных образцов карбида кремния, не требуется облучения высокоэнергетическими частицами, в качестве которых, как правило, используется поток электронов, протонов, нейтронов или γ -частиц с энергиями ~ (100–200) кэВ [73–76]. Эти точечные дефекты стабилизируются в процессе низкотемпературной технологии получения сэндвич-наноструктур, основанной на инжекции кремниевых вакансий из поверхности раздела пиролитический окисел–6H-SiC.

Из сравнения параметров спектров ЭПР триплетных центров видно (см. таблицу), что триплетный центр в сэндвич-наноструктуре на основе 6H-SiC имеет большую величину константы *D* по сравнению с ее величиной, наблюдаемой для триплетных центров в облученном алмазе и объемном 6H-SiC, и она не меняется по величине с повышением температуры. В то же время константы сверхтонкой структуры (СТС) триплетного центра в сэндвич-наноструктуре 6H-SiC и в облученном

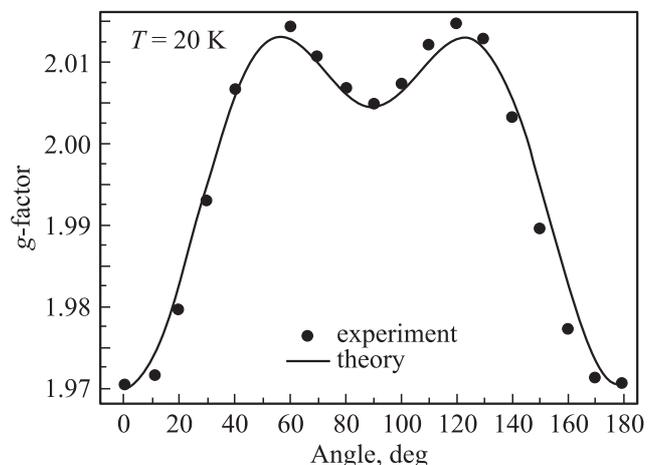


Рис. 14. Теоретическая и экспериментальная угловые зависимости эффективного *g*-фактора спектра ЭПР NV_{Si}-дефектов в сэндвич-наноструктуре на основе 6H-SiC. Сплошная линия — расчет с помощью уравнения (3).

образце $6H$ -SiC имеют одинаковые величины при низкой температуре.

Наблюдаемая большая величина константы тонкого расщепления в спектре триплетного центра в сэндвич-наноструктуре $6H$ -SiC может быть связана с тем, что в состав дефекта входит не одиночная вакансия, а кластеры вакансий. Действительно, согласно литературным данным, для триплетных дефектных центров константа тонкого расщепления сильно зависит от технологии приготовления образца, условий отжига и энергетического положения уровня Ферми и ее величина возрастает с образованием более сложных дефектных агрегатов типа $V_C V_{Si}$ или $V_C V_{Si} V_C$ [77]. Так как примесная диффузия в $6H$ -SiC проводилась при более низкой температуре, чем отжиг облученных образцов $6H$ -SiC, можно предположить, что в сэндвич-наноструктуре $6H$ -SiC при 900°C дивакансионный комплекс не распадается и входит в состав дефектного азотсодержащего триплетного центра. Такое предположение подтверждается и тем фактом, что дивакансия $V_C V_{Si}$ наблюдается в облученных образцах SiC после их отжига при 850°C . Наблюдаемая сильная анизотропия g -фактора триплетного центра также говорит в пользу сделанного предположения о том, что в состав дефектного центра входит сложный агрегатный комплекс, который приводит к понижению симметрии триплетного центра в наноструктуре $6H$ -SiC.

6. Заключение

Показано, что электрическое детектирование ЭПР (ЭДЭПР) точечных центров в полупроводниковых наноструктурах, ограниченных сильно легированными бором δ -барьерами, может осуществляться путем регистрации полевых зависимостей магнетосопротивления в условиях стабилизации тока исток–сток в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ.

Основой данной методики является предложение использовать экспериментальный образец с холловской геометрией контактов в качестве спектрометра ЭПР. Для реализации этой цели экспериментальный образец приготавливается в форме сэндвич-наноструктуры со встроенными микрорезонаторами, которая состоит из сверхузкой полупроводниковой квантовой ямы p -типа проводимости, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами, на поверхности монокристаллического n -полупроводника.

Гигагерцовое излучение, возникающее в условиях приложения напряжения к сэндвич-наноструктуре вследствие сформированных внутри δ -барьеров дипольных центров бора, контролировалось с помощью измерений ступенек Фиске и Шапиро, которые стали возможными вследствие наличия микрорезонаторов, встроенных в плоскость сэндвич-наноструктуры, с размерами, соответствующими частотам генерации.

Механизм ЭДЭПР основан на изменении магнетосопротивления, которое возникает вследствие режима слабой локализации в краевых каналах в полупроводниковой квантовой яме. В частности, положительный от-

клик магнетосопротивления является результатом резкого уменьшения τ_S в условиях магнитного резонанса, $\tau_\phi > \tau_S > \tau_m$, тогда как вне резонанса $\tau_S > \tau_\phi > \tau_m$, где τ_m — время релаксации момента, τ_ϕ — время фазовой релаксации, τ_S — время спин-решеточной релаксации.

Разработанная методика ЭДЭПР позволила обнаружить спектры ЭПР точечных центров внутри сверхузкой квантовой ямы p -типа проводимости, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности n - $6H$ -SiC. Таким образом, посредством регистрации полевых зависимостей магнетосопротивления были обнаружены спектры ЭДЭПР мелких и глубоких центров бора, а также NV_{Si} -дефектов и кремниевых вакансий, V_{Si} , которые формируются непосредственно в процессе получения планарной структуры в условиях инжекции кремниевых вакансий на границе раздела $\text{SiO}_2/6H$ -SiC без последующего радиационного облучения. Данные измерения ЭДЭПР были подтверждены с помощью высокочувствительного спектрометра ЭПР, использование которого позволило зарегистрировать спектр ЭПР NV_{Si} -дефектов, несмотря на малое число регистрируемых спинов в исследуемой сверхузкой квантовой яме, ограниченной δ -барьерами.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований президиума РАН „Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы“ (проект 10.4), проекта SAFMAT CZ.2.16/3.1.00/22132, 7-й Европейской рамочной программы (Marie Curie Actions PIRSES-GA-2009-246784 project SPINMET), а также в рамках государственного задания 2014 г. СПбГПУ по теме „Методы взаимодействия гибридной инфраструктуры защищенных облачных вычислений и телематических систем киберобъектов“ (код проекта 1963).

Список литературы

- [1] W.J. Choyke. In: *Radiation Effects in Semiconductors* [Institute of Physics, Conf. Ser., **31**, 58 (1977)]; W.J. Choyke, H. Matsunami, G. Pensl. *Silicon carbide: recent major advances* (Springer, 2004); S.E. Saddow, A.K. Agarwal. *Advances in Silicon Carbide Processing and Applications* (Artech House, 2004).
- [2] В.А. Ильин. Автореф. канд. дисс. (Л., ЛЭТИ, 1982).
- [3] А.А. Лебедев, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. ФТП, **38**, 129 (2004).
- [4] Н.М. Павлов, М.И. Иглицын, М.Г. Косаганова, В.Н. Соломатин, Ю.В. Баринов. ФТТ, **13**, 2814 (1971).
- [5] Н.М. Павлов, М.И. Иглицын, М.Г. Косаганова, В.Н. Соломатин. ФТП, **9**, 1279 (1975).
- [6] И.М. Зарицкий, А.А. Кончиц, Л.А. Шульман. ФТТ, **13**, 1895 (1971).
- [7] B.D. Shanina, E.N. Kalabukhova, S.N. Lukin, E.N. Mokhov. Def. Dif. Forum, **103–105**, 619 (1992).
- [8] B.D. Shanina, E.N. Kalabukhova, S.N. Lukin, E.N. Mokhov. Def. Dif. Forum, **103–105**, 627 (1992).
- [9] E.N. Kalabukhova, S.N. Lukin, E.N. Mokhov, B.D. Shanina. Def. Dif. Forum, **103–105**, 655 (1992).
- [10] P.G. Baranov. Def. Dif. Forum, **148–149**, 129 (1997).
- [11] А.И. Вейнгер, В.А. Ильин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков. ФТП, **15**, 1557 (1981).

- [12] P.J. Dean, D. Bimberg, W.J. Choyke. In: *Radiation Effects in Semiconductors* [Institute of Physics, Conf. Ser., **46**, 447 (1979)].
- [13] В.С. Вайнер., В.А. Ильин. ФТТ, **23**, 2507 (1981).
- [14] Н.В. Кодрау, В.В. Макаров. ФТП, **15**, 1408 (1981).
- [15] F.P. Larkins, A.M. Stoneham. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, **3**, L112 (1970).
- [16] P.G. Baranov, A.P. Bundakova, A.A. Soltamova, S.B. Orlinskii, I.V. Borovykh, R. Zondervan, R. Verberk, J. Schmidt. *Phys. Rev. B*, **83**, 125 203 (2011).
- [17] И.С. Горбань, А.В. Слободянюк. ФТП, **10**, 1125 (1976).
- [18] V.A. Soltamov, A.A. Soltamova, P.G. Baranov, I.I. Proskuryakov. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 226 402 (2012).
- [19] Le Si Dang, K.M. Lee, G.D. Watkins, W.J. Choyke. *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 390 (1980).
- [20] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, V.L. Sukhanov. *Sol. St. Electron.*, **36**, 1741 (1993).
- [21] N.T. Bagraev, A.A. Gippius, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. *Mater. Sci. Forum*, **258–263**, 1833 (1997).
- [22] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 164 202 (2008).
- [23] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov, E.Yu. Danilovsky, W. Gehlhoff, D.S. Gets, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, R.V. Kuzmin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. *Appl. Magn. Reson.*, **39**, 113 (2010).
- [24] Н.Т. Баграев, Э.Ю. Даниловский, Л.Е. Клячкин, А.М. Мальяренко, В.А. Машков, ФТП, **46**, 77 (2012).
- [25] J. Schmidt, I. Solomon. *Compt. Rend. Acad.*, **263**, 169 (1966).
- [26] A. Honig. *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 186 (1966).
- [27] D. Lepine. *Phys. Rev. B*, **6**, 436 (1972).
- [28] D. Kaplan, I. Solomon, N.F. Mott. *J. Phys. (Paris)*, **39**, 51 (1978).
- [29] V.V. Kveder, Yu.A. Osip'yan, A.I. Shalynin. *J. Phys. (Paris)*, **44**, C4-345 (1983).
- [30] T. Figielski. *J. Phys. (Paris)*, **40**, C6-95 (1979).
- [31] V.V. Kveder, Yu.A. Osip'yan, A.I. Shalynin. *ЖЭТФ*, **83**, 699 (1982).
- [32] В.С. Львов, Л.С. Миня, О.В. Третьяк. *ЖЭТФ*, **83**, 1557 (1982).
- [33] Л.С. Власенко. ФТТ, **41**, 774 (1994).
- [34] M. Otsuka, T. Matsuoka, L.S. Vlasenko, M.P. Vlasenko, K.M. Itoh. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 111 601 (2013).
- [35] M. Suckert, F. Hoehne, L. Dreher, K. Markus, M. Stutzmann, M.S. Brandt, H. Huebl. *Molecular Phys.*, **111**, 2690 (2013).
- [36] Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. *ЖЭТФ*, **95**, 968 (1989).
- [37] N.T. Bagraev, A.I. Gusarov, V.A. Mashkov. *Sov. Phys. JETP*, **68**, 816 (1989).
- [38] Н.Т. Баграев, В.А. Машков. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, **52**, 471 (1988).
- [39] P. London, J. Scheuer, J.-M. Cai, I. Schwarz, A. Retzker, M.B. Plenio, M. Katagiri, T. Teraji, M. Koizumi, J. Isoya, R. Fischer, L.P. McGuinness, B. Naydenov, F. Jelezko. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 067 601 (2013).
- [40] C.J. Cochrane, P.M. Lenahan, A.J. Lelis. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 023 509 (2012).
- [41] C.J. Cochrane, P.M. Lenahan, A.J. Lelis. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 193 507 (2013).
- [42] M. Dobers, K. von Klitzing, G. Weimann. *Phys. Rev. B*, **38**, 5453 (1988).
- [43] Yu.A. Nefyodov, A.V. Shchepetilnikov, I.V. Kukushkin, W. Dietsche, S. Schmult. *Phys. Rev. B*, **88**, 041 307(R) (2011).
- [44] M. Dobers, K. von Klitzing, J. Schneider, G. Weimann, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1650 (1988).
- [45] M. Buttiker. *Science*, **325**, 278 (2009).
- [46] M.Z. Hasan, C.L. Kane. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 3045 (2010).
- [47] L. Ozyuzer, A.E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Tamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K.E. Gray, W.K. Kwok, U. Welp. *Science*, **318**, 1291 (2007).
- [48] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. In: *Superconductor*, ed. by A. Luiz (SCIYO, 2010) chap. 4, p. 69.
- [49] N.T. Bagraev, D.S. Gets, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, V.A. Mashkov, V.V. Romanov. *Physica B*, **404**, 5140 (2009).
- [50] G. Pensl, R. Helbig. *Festkoerpeprobleme: Advances in Solid State Physics*, v. 30, ed. by U. Roessler (1990) p. 133.
- [51] В.С. Балландович, Е.Н. Мохов. ФТП, **29**, 370 (1995).
- [52] G.A. Lomakina. *Sov. Phys. Solid State*, **7**, 475 (1965).
- [53] M.M. Anikin, A.A. Lebedev, A.L. Syrkin, A.V. Suvorov. *Sov. Phys. Semicond.*, **19**, 69 (1985).
- [54] H.H. Woodbury, G.W. Ludwig. *Phys. Rev.*, **124**, 1083 (1961).
- [55] K.M. Lee, Le Si Dang, G.D. Watkins, W.J. Choyke. *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 390 (1980).
- [56] P.G. Baranov, N.G. Romanov. *Appl. Magnetic Resonance*, **2**, 361 (1991).
- [57] T.L. Petrenko, V.V. Teslenko, E.N. Mochov. *Def. Dif. Forum*, **103–105**, 667 (1992).
- [58] Т.Л. Петренко, В.В. Тесленко, Е.Н. Мохов. ФТП, **26**, 1556 (1992).
- [59] R. Muller, M. Feege, S. Greulich-Weber, J.-M. Spaeth. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 1377 (1993).
- [60] M. Ikeda, H. Matsunami, T. Tanaka. *Phys. Rev. B*, **22**, 2842 (1980).
- [61] H. Kuwabara, S. Yamada. *Phys. Status Solidi A*, **30**, 739 (1975).
- [62] W. Suttrop, G. Pensl, P. Laning. *Appl. Phys. A*, **51**, 231 (1990).
- [63] R. Kubo, K. Tomita. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **9**, 888 (1954).
- [64] R. Kubo. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **9**, 935 (1954).
- [65] S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka. *Prog. Theor. Phys.*, **63**, 707 (1980).
- [66] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. In: *Electron-electron interaction in disordered systems*, ed. by L.A. Efros, M. Pollak (Amsterdam: North-Holland, 1985) p. 11.
- [67] B. Etienne. In: *Advances in Quantum Phenomena*, v. 347, ed. by E.G. Beltrametti, J.M. Levy-Leblond (1995) p. 159.
- [68] G.E. Pikus, W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zdunak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J.L. Robert, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, Yu.B. Lyanda-Geller. *Proc. of the 23rd Int. Conf. Physics of Semiconductors* (Berlin, 1996), ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 1996) v. 3, p. 2435.
- [69] J.B. Miller, D.M. Zumbuhl, C.M. Marcus, Y.B. Lyanda-Geller, D. Goldhaber-Gordon, K. Campman, A.C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 076 807 (2003).
- [70] S.A. Studenikin, P.T. Coleridge, N. Ahmed, P.J. Poole, A. Sachrajda. *Phys. Rev. B*, **68**, 035 317 (2003).
- [71] P.G. Baranov, A.P. Bundakova, A.A. Soltamova, S.B. Orlinskii, I.V. Borovykh, R. Zondervan, R. Verberk, J. Schmidt. *Phys. Rev. B*, **83**, 125 203 (2011).
- [72] E.N. Kalabukhova, D.V. Savchenko, B.D. Shanina, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. *Mater. Sci. Forum*, **740–742**, 389 (2013).
- [73] X.-F. He, N.B. Manson, P.T.H. Fisk. *Phys. Rev. B*, **47**, 8816 (2000).
- [74] M.V. Muzafarova, I.V. Ilyin, E.N. Mokhov, V.I. Sankin, P.G. Baranov. *Mater. Sci. Forum*, **527–529**, 555 (2006).

- [75] J.W. Steeds, S. Charles, T.J. Davis, A. Gilmore, J. Hayes, D. Pickford, J.E. Pickford. *Diamond Relat. Mater.*, **8**, 94 (1999).
- [76] G. Davies, M.F. Hamer. *Proc. Royal. Soc. (London) Ser. A*, **348**, 285 (1976).
- [77] A. Scholle, S. Greulich-Weber, E. Rauls, W.G. Schmidt, U. Gerstmann. *Mater. Sci. Forum*, **645–648**, 403 (2010).

Редактор Л.В. Шаронова

Electrically-detected electron spin resonance of point centers in 6H-SiC nanostructures

N.T. Bagraev⁺, D.S. Gets⁺, E.N. Kalabukhova^{}, L.E. Klyachkin⁺, A.M. Malyarenko⁺, V.A. Mashkov[≠], D.V. Savchenko^{*•}, B.D. Shanina^{*}*

⁺ Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

^{*} V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev, Ukraine

[≠] St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

[•] Institute of Physics, AS CR,
18221 Prague, Czech Republic

Abstract The electrically-detected electron spin resonance (EDESr) studies are used to identify the shallow and deep boron centers as well as the isolated silicon vacancies and NV_{Si} defects that are formed during the preparation of the planar nanostructures under the conditions of the silicon vacancy injection from the SiO_2/n -6H-SiC interface without any subsequent irradiation. The sandwich nanostructures prepared represents the ultra-narrow quantum well of the p -type conductivity confined by the δ -barriers heavily doped with boron on the n -6H-SiC surface, which are self-assembled under oxidation process and subsequent short-time diffusion of boron. The EDESr measurements of the point defects in sandwich nanostructures are proved within frameworks of the Hall geometry by measuring the only magnetoresistance without the external cavity as well as the HF source and recorder owing to the microcavities embedded in the quantum well plane and HF generation from the δ -barriers containing the dipole boron centers. The EDESr spectra of the shallow and deep boron centers are analysed using the well-known electron spin resonance (ESR, X-band) data obtained by studying the 6H-SiC bulk crystals. The EDESr spectrum of the isolated silicon vacancy reveals both negative state ($S = 3/2$) and the neutral $V_{Si(h)}$, $V_{Si(k1,k2)}$ states, ($S = 1$). Besides, NV_{Si} defects was revealed both by the EDESr method at 77 K and the ESR method with the high sensitive ESR spectrometer Bruker ELEXSYS E580 in the temperature interval from 5 to 40 K, with demonstration of very identical spectra of the triplet center ($S = 1$). The ESR spectrum characterized by the splitting value equal to $\Delta B = 237.6$ mT was observed however with the nitrogen ESR spectrum corresponding to the nitrogen concentration in the n -6H-SiC bulk crystal $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, whereas the EDESr spectrum reveals no nitrogen centers, because of the full occupation by silicon vacancies inside the 6H-SiC sandwich nanostructure.