

Электрическое детектирование циклотронного резонанса дырок в кремниевых наноструктурах

© Н.Т. Баграев[¶], Д.С. Гец, Э.Ю. Даниловский, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко

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

(Получена 11 октября 2012 г. Принята к печати 18 октября 2012 г.)

Электрическое детектирование циклотронного резонанса впервые проводится в полупроводниковых наноструктурах в отсутствие внешнего резонатора, а также источника и приемника СВЧ излучения. В качестве объекта исследования используется сверхузкая кремниевая квантовая яма *p*-типа проводимости на поверхности *n*-Si (100), ограниченная сильно легированными бором сверхпроводящими δ -барьерами, которые обеспечивают СВЧ генерацию в рамках нестационарного эффекта Джозефсона. Регистрация циклотронного резонанса осуществляется при наличии микрорезонатора, встроенного в плоскость квантовой ямы, путем измерения продольного магнетосопротивления в условиях стабилизации тока исток–сток. Спектры циклотронного резонанса и их угловые зависимости, измеренные в слабом магнитном поле, идентифицируют малые значения эффективной массы легкой и тяжелой дырок в различных двумерных подзонах благодаря наличию краевых каналов с высокой подвижностью носителей.

1. Введение

В последние годы одним из направлений развития кремниевой наноэлектроники является получение и исследование самоупорядоченных квантовых ям, нитей и точек с целью создания одноэлектронных транзисторов и ячеек памяти, демонстрирующих эффекты транспорта одиночных носителей при комнатной температуре [1,2]. Различные версии этих наноструктур могут найти применение в приборах спинтроники, которые основаны не на переносе электронов и дырок, а на пространственном изменении проекций их спинов [3–8]. При этом особое внимание уделяется экспериментальной реализации так называемых гибридных систем или наносандвичей, представляющих собой кремниевые наноструктуры в сверхпроводящих оболочках [9–12]. Характеристики этих наносандвичей отражают взаимосвязанность процессов размерного квантования в полупроводниковых наноструктурах и квантования сверхтока в наноразмерных джозефсоновских переходах [12–14].

Важным преимуществом кремниевых наносандвичей является использование для их получения планарной технологии, что позволяет изготавливать приборные структуры в рамках холловской геометрии, которая наиболее целесообразна при изучении спинозависимого транспорта носителей в условиях внешнего магнитного поля и управления величиной спин-орбитального взаимодействия с помощью электрических затворов.

Основой одного из таких наносандвичей является сверхузкая кремниевая квантовая яма *p*-типа проводимости, ограниченная сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности кремния (100) *n*-типа проводимости (рис. 1) [7,11,12]. Исследования циклотронного резонанса (ЦР), проведенные с помощью спектрометра электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) (9.1–9.6 ГГц) при 3.8 К, показали, что, вопреки сверх-

высокой концентрации бора в δ -барьерах, $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, кремниевые наносандвичи характеризуются большим временем релаксации момента (транспортное время), $\tau_m > 5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$, для тяжелой и легкой дырок [15,16]. Более того, угловые зависимости спектров ЦР свидетельствовали о наличии квантовых состояний с крайне низким значением эффективной массы, которые возникают вследствие формирования подзон двумерных легких и тяжелых дырок в кремниевой квантовой яме. Позднее энергии этих подзон были определены с помощью туннельной спектроскопии и инфракрасной фурье-спектроскопии [11,12,17].

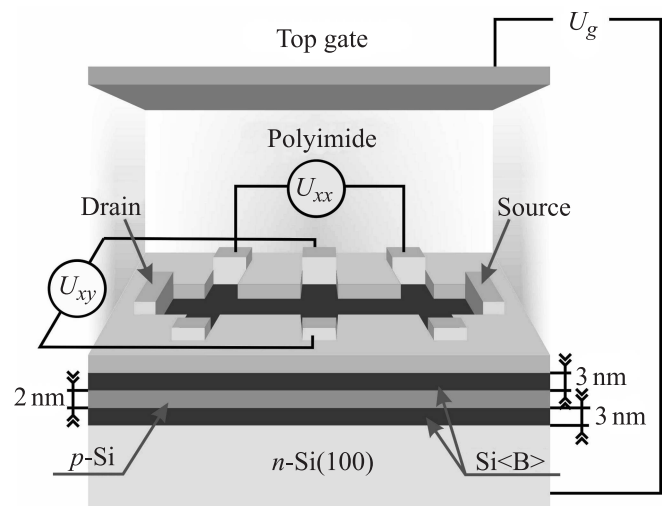


Рис. 1. Экспериментальная структура кремниевого наносандвича, выполненная в рамках холловской геометрии на основе сверхузкой кремниевой квантовой ямы *p*-типа проводимости, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами, сильно легированными бором, на поверхности *n*-Si (100). Вертикальный затвор предназначен для управления величиной плотности двумерных дырок и величиной спин-орбитального взаимодействия в квантовой яме.

[¶] E-mail: bagraev@mail.ioffe.ru

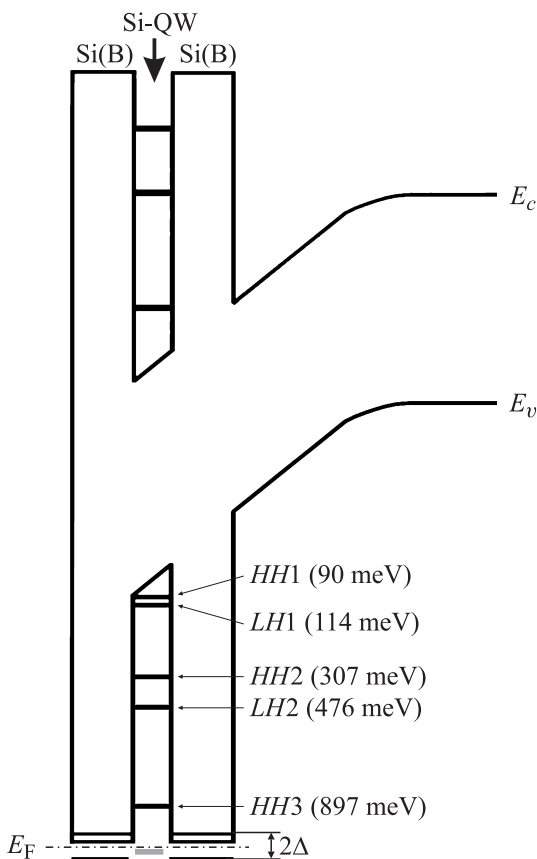


Рис. 2. Зонная схема кремниевого наносандвича в условиях приложения прямого смещения на $p-n$ -переход; показаны уровни размерного квантования в квантовой яме (Si-QW) p -типа проводимости. Сверхпроводящая щель, формируемая дипольными центрами бора, стабилизирует уровень Ферми E_F вблизи валентной зоны в δ -барьерах.

Эти, на первый взгляд парадоксальные, результаты, свидетельствующие об отсутствии влияния сверхвысокой концентрации бора на подвижность дырок в кремниевых наносандвичах, получили обоснование после исследований температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости, электронного парамагнитного резонанса и сканирующей туннельной микроскопии [11,12]. В частности, было показано, что δ -барьеры состоят из кристаллографически ориентированных цепочек тригональных дипольных центров бора, $B^+ + B^-$, с отрицательной корреляционной энергией, сформированных вследствие реконструкции мелких акцепторов, $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$ [11,12,17]. При этом подрешетка дипольных центров определяет строение одноэлектронной зонной схемы δ -барьеров, а именно энергетическое ограничение более 1.25 эВ в зоне проводимости (E_c) и валентной зоне (E_v) кремниевой квантовой ямы (рис. 2). Кроме того, измерения температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления, теплоемкости, магнитной восприимчивости, а также туннельных вольт-амперных характеристик показали, что δ -барьеры прояв-

ляют свойства высокотемпературных сверхпроводников, которые, по-видимому, возникают в результате переноса дырочных биполярнонов малого радиуса через дипольные центры бора на границе раздела кремниевая квантовая яма– δ -барьер [11]. В последнем случае корреляционная энергетическая щель вблизи валентной зоны сильно легированных бором δ -барьеров, $2\Delta = 0.044$ эВ, становится сверхпроводящей (рис. 2).

Благодаря сверхпроводящим свойствам δ -барьеров на прямых, обратных и продольных вольт-амперных характеристиках (ВАХ) кремниевых наносандвичей установлено наличие ступеней Фиске, многократных андreeвских отражений и участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением, обусловленного генерацией электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона [18]. На основе полученных данных были предложены методики электрического и оптического детектирования магнитных резонансов точечных дефектов в полупроводниковых наноструктурах путем измерения полевых зависимостей продольного сопротивления без использования внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ излучения [19]. В этом случае планарные кремниевые наносандвичи выполняются в форме микрорезонаторов, размеры которых должны соответствовать характеристикам джозефсоновской генерации.

Наличие микрорезонаторов, встроенных в плоскость кремниевой квантовой ямы, в сочетании со сверхпроводящими свойствами δ -барьеров являются одной из причин отмеченных выше малого значения эффективной массы и большого времени релаксации момента двумерных дырок, что позволило использовать кремниевые наносандвичи для регистрации эффекта спинового транзистора и квантового спинового эффекта Холла при температуре выше 77 К [7,11].

В настоящей работе методика электрического детектирования магнитного резонанса на основе измерения магнетосопротивления в кремниевых наносандвичах со встроенными микрорезонаторами используется для регистрации квантового циклотронного резонанса, обусловленного наличием подзон двумерных дырок. Краевые каналы с высокой подвижностью носителей в кремниевой квантовой яме обеспечивают электрическое детектирование ЦР (ЭДЦР) дырок в слабых магнитных полях, что делает возможным определение крайне низких значений их эффективной массы, соответствующих различным двумерным подзонам легких (LH) и тяжелых (HH) дырок.

2. Эксперимент

Получение кремниевых наносандвичей основано на процессах самоорганизации микродефектов, состоящих из межузельных атомов кремния, в процессе термического роста слоя окисла на поверхности Si (100)

n-типа проводимости, который приводит к появлению избыточных потоков собственных межузельных атомов и вакансий соответственно вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ [2,8,11]. Образование тонкого слоя окисла сопровождается генерацией избыточных межузельных атомов кремния, тогда как граница раздела толстый окисел–кремний *n*-типа является источником избыточных потоков вакансий [20–22]. Собственные межузельные атомы формируют микродефекты в форме пирамид с основанием 2×2 нм, самоупорядочивающиеся в δ -барьеры, параллельные поверхности (100), между которыми формируются сверхузкие кремниевые квантовые ямы (СККЯ) [2,11]. Пассивация оборванных связей в δ -барьерах, полученных в процессе окисления подложки Si (100) *n*-типа проводимости, производится посредством кратковременной диффузии бора в окна, приготовленные с помощью фотолитографии в требуемой геометрии в слое окисла. В процессе пассивации δ -барьеры, ограничивающие СККЯ, становятся сильно легированными бором, до концентрации $N(B) = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ [11]. Положения уровней размерного квантования в СККЯ и ширина сверхпроводящей щели $2\Delta = 0.044 \text{ эВ}$ в δ -барьерах, сильно легированных бором, были идентифицированы с помощью туннельной спектроскопии и дальней инфракрасной спектроскопии (рис. 2) [11,17]. Было показано, что плотность двумерных дырок в СККЯ зависит от внешнего магнитного поля (B) и растет с его увеличением вследствие распада куперовских пар дырок, которые, как отмечено выше, локализуются на дипольных центрах бора в δ -барьерах, формируя биполярны малого радиуса [11,17].

В настоящей работе кремниевый наносандвич был изготовлен на основе пластины Si (100) *n*-типа проводимости толщиной 0.35 мм с удельным сопротивлением 20 Ом·см, которая была предварительно окислена при температуре 1150°C в атмосфере сухого кислорода, содержащей пары SiCl_4 . Толщина слоев окисла составила 0.22 мкм. С помощью фотолитографии в окисле вскрывались окна в холловской геометрии, 4.7×0.2 мм, для проведения кратковременной диффузии бора из газовой фазы при 900°C (рис. 1). Размеры окна соответствовали характеристикам микрорезонатора гигагерцевого диапазона длин волн, 9.3 ГГц. Кроме того, с целью изучения зависимости значений эффективной массы тяжелых и легких дырок от номера подзоны, плотность двумерных дырок, определяющая положение уровня Ферми E_F , изменялась вдоль плоскости СККЯ с помощью внешнего давления на стадии приготовления слоя окисла. Соответствующая зонная схема кремниевго наносандвича представлена на рис. 3. Следует отметить, что данный градиент плотности двумерных дырок в плоскости СККЯ эффективно контролируется путем регистрации 180-градусной асимметрии в амплитуде и ширине линий в процессе измерений угловых зависимостей ЦР с помощью ЭПР-спектрометра (9.1–9.6 ГГц) при 3.8 К [15,16].

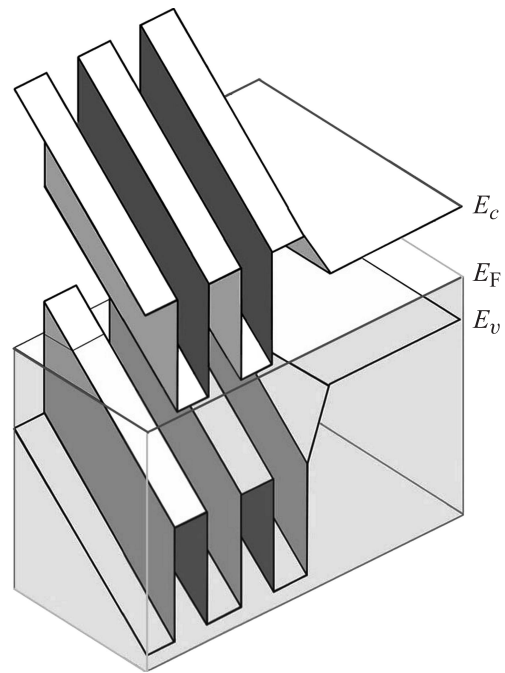


Рис. 3. Зонная схема кремниевго наносандвича в плоскости квантовой ямы. Плотность двумерных дырок, определяющая позицию уровня Ферми E_F , изменялась вдоль плоскости СККЯ с помощью внешнего давления на стадии приготовления слоя окисла.

Как отмечено выше, исследуемые кремниевые наносандвичи являются джозефсоновскими переходами, вследствие чего на их ВАХ могут наблюдаться „ступеньки Шапиро“ в условиях внешнего СВЧ излучения [23]. Ширина таких ступенек в точности равна $h\nu/2e$, где ν — частота электромагнитного излучения, и реализуются они при значениях напряжения $U_N = Nh\nu/2e$ в результате резонансного взаимодействия переменного джозефсоновского тока и внешнего электромагнитного поля.

Поэтому, если использовать идентичные кремниевые наносандвичи, один в качестве „источника“ СВЧ излучения, другой в качестве „приемника“, становится возможным оценить частоту излучения путем измерения ширины ступеньки на ВАХ „приемника“ (рис. 4). При измерении джозефсоновских ВАХ структуры-„приемника“ использовались контакты вертикального затвора (рис. 1), тогда как продольный ток исток–сток, I_{ds} , задаваемый источником тока KEITHLEY 6221, стабилизировался на уровне 10 нА. Результаты измерений при температуре $T = 77 \text{ К}$ ($T < T_c = 145 \text{ К}$, где T_c — критическая температура сверхпроводящего перехода) приведены на рис. 5. Кривая I соответствует ВАХ „приемника“ при нулевом токе на „источнике“, характерной для джозефсоновского перехода в отсутствие внешнего СВЧ излучения. При пропускании тока через структуру-„источник“, на ВАХ „приемника“ появляются ступеньки Шапиро, ширина которых соответствует частоте излучения $\nu = 9.3 \text{ ГГц}$

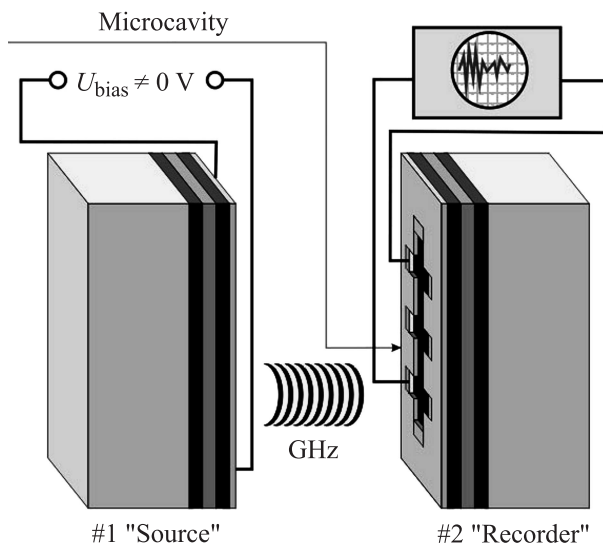


Рис. 4. Схема эксперимента по наблюдению ступенек Шапиро. Два идентичных кремниевых наносандвича использовались в качестве источника (#1) и приемника (#2) СВЧ излучения для наблюдения ступенек Шапиро на вольт-амперных характеристиках джозефсоновских переходов.

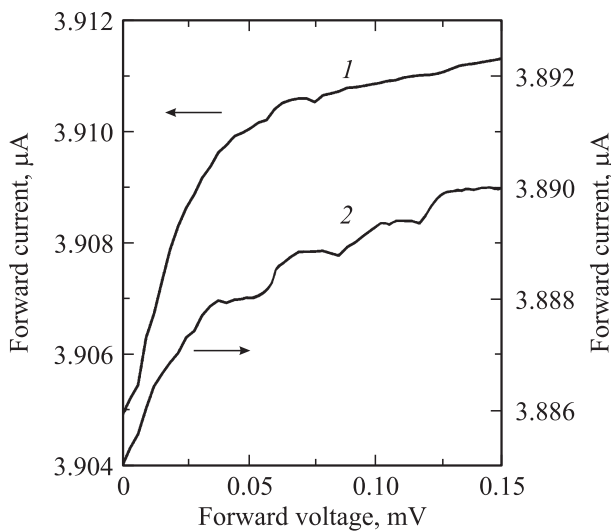


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики кремниевых наносандвичей-„приемника“ при значениях тока, пропускаемого через наносандвич-„источник“, $I_{ds} = 0$ (1) и 10 нА (2). Температура $T = 77$ К. Наблюдаются ступеньки Шапиро, ширина которых $\Delta U = 19$ мкВ соответствует частоте излучения $\nu = 9.3$ ГГц.

(ширина ступеньки 0.019 мВ). Полученное значение частоты позволяет из формулы Вульфа–Брэгга $\nu = c/2Ln$, где $n = 3.4$ — показатель преломления для кремния, c — скорость света, установить, что размер резонатора L хорошо согласуется с размерами холловской планарной структуры: $L = 4.7$ мм для частоты $\nu = 9.3$ ГГц.

На основании данных, полученных при регистрации участка с отрицательным дифференциальным сопротив-

лением и ступеней Фиске на продольной ВАХ кремниевых наносандвичей, можно сделать вывод, что наиболее вероятным механизмом генерации излучения являются процессы двухчастичного туннелирования в рамках нестационарного эффекта Джозефсона [23,24]. Однако имеются экспериментальные факты, позволяющие предположить, что существенную роль в этих процессах играют возбужденные состояния одиночных тригональных дипольных центров бора $B^+ - B^-$ с отрицательной корреляционной энергией. Косвенным подтверждением этого может служить тот факт, что в спектрах электролюминесценции и пропускания структур, аналогичных исследуемым в данной работе, а именно кремниевых квантовых ям, ограниченных δ -барьерами, сильно легированными бором, пик терагерцового излучения, связанный с наличием в энергетическом спектре сверхпроводящей щели $2\Delta = 44$ мэВ, модулирован в гигагерцовом диапазоне [11,17].

Благодаря генерации гигагерцового излучения в условиях стабилизированного тока исток–сток было осуществлено электрическое детектирование ЭПР точечных центров в кремниевых наносандвичах путем регистрации магнетосопротивления в отсутствие внешнего резонатора, а также источника и приемника СВЧ излучения [19]. Данная методика, основанная на измерении магнетосопротивления при различной ориентации внешнего магнитного поля относительно плоскости СККЯ, как оказалось, позволяет обнаружить спектры циклотронного резонанса, соответствующие различным подзонам двумерных дырок.

3. Результаты

Зависимость продольного сопротивления R_{xx} от магнитного поля B , полученная в условиях стабилизации тока исток–сток, $I_{ds} = 10$ нА, выявляет характерные особенности на фоне перехода от отрицательного к

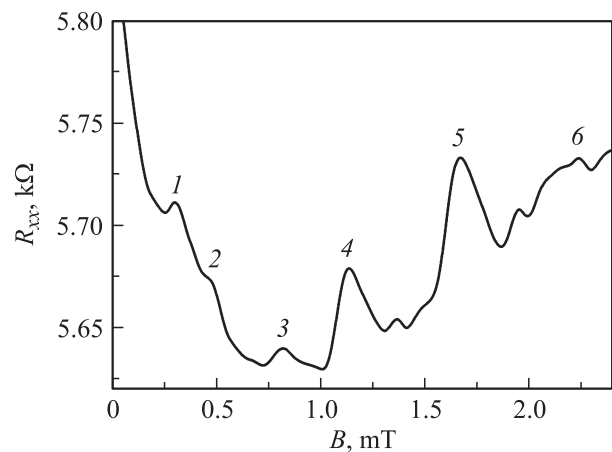


Рис. 6. Спектр линий электрически детектируемого квантового циклотронного резонанса в кремниевом наносандвиче. Магнитное поле $B \parallel [100]$. Температура измерений $T = 77$ К.

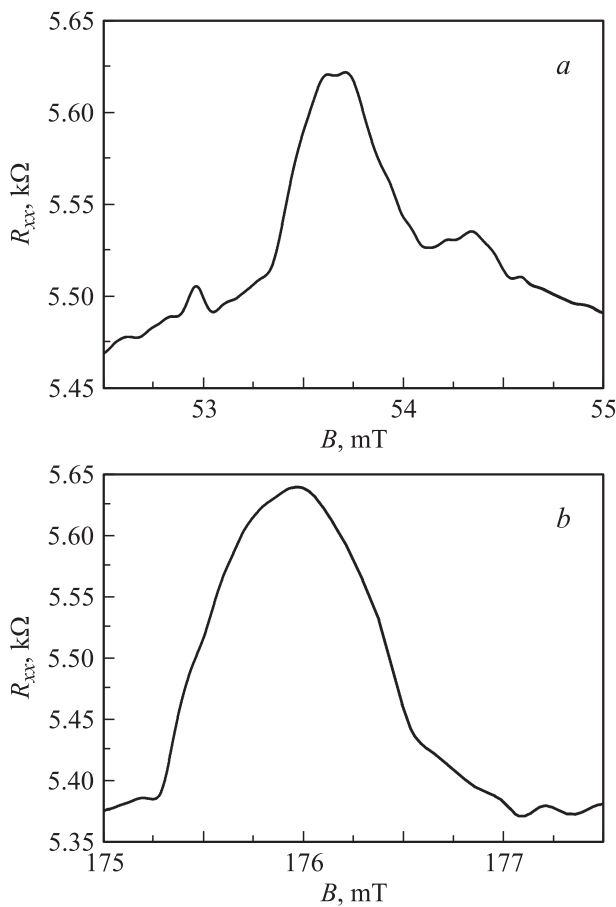


Рис. 7. Линия ЭДЦР легких (а) и тяжелых (b) дырок в полностью заполненной СККЯ кремниевого наносандвича. Магнитное поле $B \parallel [100]$. Температура измерений $T = 77$ К.

положительному магнетосопротивлению (ОМС→ПМС) (рис. 6). Магнитное поле было приложено перпендикулярно плоскости СККЯ, а направление исток–сток строго соответствовало кристаллографической оси $[011]$, что сделало возможным регистрацию магнетосопротивления в условиях вращения магнитного поля в плоскости $\{110\}$, перпендикулярной плоскости $\{100\}$. При этом наблюдалось изменение положений пиков магнетосопротивления, которое сопровождалось уменьшением их величины по мере изменения ориентации магнитного поля \mathbf{B} от направления вдоль кристаллографической оси $[100]$ к направлению вдоль $[011]$. Последнее соответствовало ориентации магнитного поля вдоль плоскости СККЯ.

Полученные угловые зависимости положений пиков магнетосопротивления свидетельствовали, если принимать во внимание наличие градиента плотности двумерных дырок вдоль плоскости СККЯ, о их принадлежности линиям ЦР, возникающим вследствие перехода между пустым и заполненным уровнями Ландау, разделенными уровнем Ферми (рис. 6). Рассчитанные из $\hbar e B / m^* = h\nu$ значения эффективной массы m^* тяжелых и легких двумерных дырок определяют относительный вклад их

различных подзон в электрические, магнитные и оптические свойства кремниевых наносандвичей.

Кроме того, были обнаружены пики магнетосопротивления, соответствующие линиям ЦР легких и тяжелых дырок в условиях полностью заполненной СККЯ (рис. 7, а и b). Полученные значения их эффективной массы (см. рис. 8) хорошо согласуются с данными исследований классического ЦР в объеме монокристаллического кремния [25–27].

Следует отметить, что ширина линий ЭДЦР, хотя и увеличивается с заполнением СККЯ, но даже при максимальных значениях остается много меньше, чем при регистрации ЦР в исследуемом кремниевом наносандвиче с помощью ЭПР-спектрометра (9.1–9.6 ГГц). Так как ширина линий циклотронного резонанса определяется временем релаксации момента, $\Delta B \approx m^* / e\tau_m$, разница в значениях τ_m , полученных при 77 К в процессе регистрации ЭДЦР, $2.5 \cdot 10^{-10}$ с, и классического ЦР, 10^{-12} с [15,16], указывает на возможность участия краевых каналов с высокой подвижностью носителей в механизме ЭДЦР. Если принять во внимание амплитуду пиков магнетосопротивления, то ЭДЦР, по-видимому, реализуется вследствие режима слабой локализации при

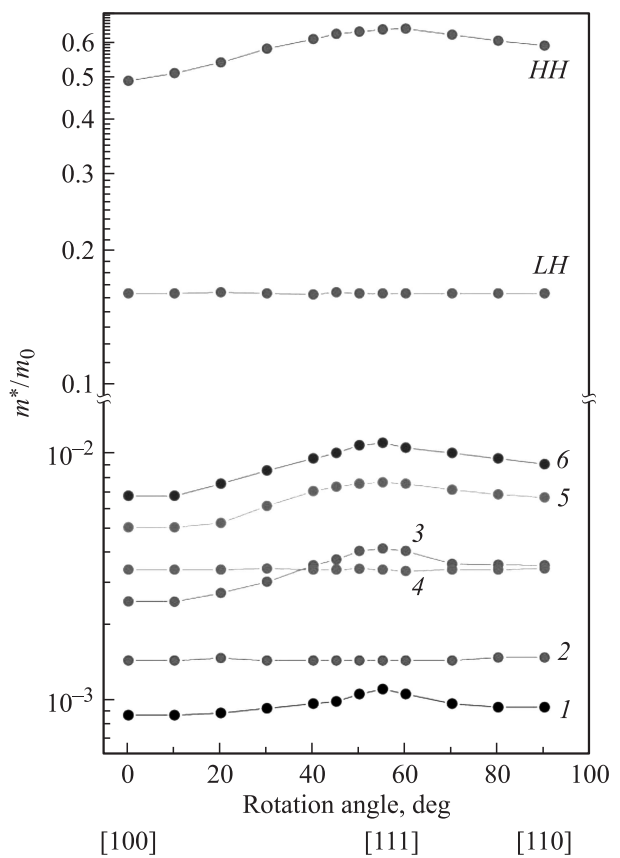


Рис. 8. Угловые зависимости эффективных масс в кремниевом наносандвиче. 1–6 соответствуют нумерации линий квантового циклотронного резонанса на рис. 6. LH и HH — угловые зависимости ЭДЦР, соответствующие легким и тяжелым дыркам в полностью заполненной СККЯ.

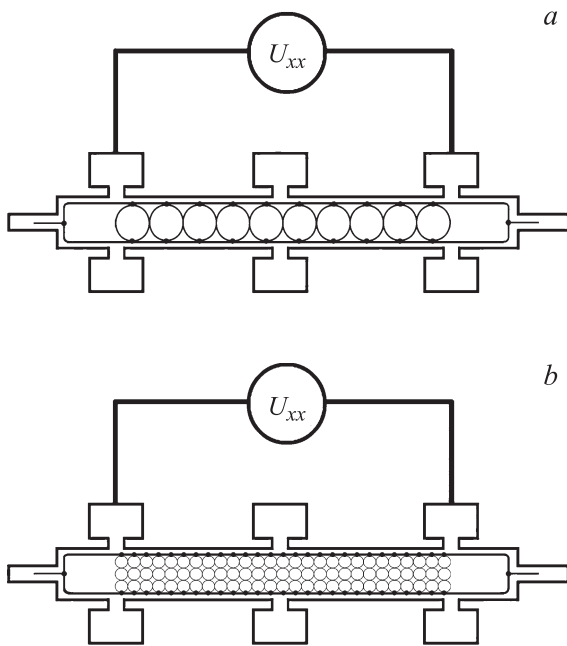


Рис. 9. Представление циклотронных орбит в условиях полностью заполненного уровня Ландау, ближайшего к уровню Ферми: стабилизация уровня Ферми вблизи $HH1$ (а) и вблизи $LH2$ (б).

полном заполнении уровня Ландау, ближайшего к уровню Ферми, при наличии микрорезонаторов, встроенных в плоскость кремниевого наносандвича (рис. 9, а и б).

В этом случае уменьшение проводимости в краевых каналах при значениях магнитного поля, соответствующих условиям ЦР, может следовать известной зависимости [28]

$$\delta\sigma \approx -\frac{e^2}{\pi^2\hbar} \ln \frac{L_\varphi}{L_m}, \quad (1)$$

где L_φ — длина фазовой релаксации, L_m — длина релаксации момента (длина свободного пробега). Таким образом, пики ЭДЦР возникают вследствие отрицательного магнетосопротивления (ОМС) из-за нарушения режима слабой локализации при отклонении магнитного поля от резонансного значения. При этом форма пиков ЭДЦР может быть проанализирована в рамках соотношения [28]

$$\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} = \frac{S}{l_B^2}, \quad (2)$$

где l_B — магнитная длина, $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$, Φ_0 — квант магнитного потока, Φ — поток магнитного поля через контур площадью $S = \pi R^2$, $R \approx v_F/\omega_c$, $v_F = \hbar k_F/m^*$ — фермиевская скорость, $k_F = \sqrt{2\pi p_{2D}}$, $\omega_c = eB/m^*$ — циклотронная частота.

Принимая во внимание значения τ_m , которые определяются из полуширины пиков магнетосопротивления, идентифицирующих ЭДЦР тяжелых и легких дырок, и, используя соотношения (1) и (2), можно оценить

величину их плотности p_{2D} при заполнении соответствующей двумерной подзоны, а также длины релаксации момента ($L_m = v_F\tau_m$) и фазовой релаксации: $HH1$ — $p_{2D} = 4.3 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 1.8 \text{ мм}$, $L_\varphi = 2.2 \text{ мм}$; $LH1$ — $p_{2D} = 5.1 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 1.3 \text{ мм}$, $L_\varphi = 1.6 \text{ мм}$; $HH2$ — $p_{2D} = 5.6 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 0.7 \text{ мм}$, $L_\varphi = 0.8 \text{ мм}$; $LH2$ — $p_{2D} = 6.6 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 0.6 \text{ мм}$, $L_\varphi = 0.7 \text{ мм}$; $HH3$ — $p_{2D} = 7.3 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 0.4 \text{ мм}$, $L_\varphi = 0.4 \text{ мм}$; $LH4$ — $p_{2D} = 8.4 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 0.3 \text{ мм}$, $L_\varphi = 0.3 \text{ мм}$.

Полученные значения p_{2D} свидетельствуют о зависимости эффективной массы тяжелых и легких дырок от двумерной плотности, которая хорошо согласуется с соответствующими данными исследований осцилляций Ааронова—Кашера [7]. В свою очередь значения длины релаксации момента, которые больше длины циклотронной орбиты, а также длины фазовой релаксации, сравнимой с геометрическими размерами исследуемой структуры, обеспечивают условия для проведения эксперимента ЭДЦР.

4. Заключение

В заключение, следует отметить, что электрическое детектирование квантового циклотронного резонанса в слабых магнитных полях стало возможным благодаря наличию в кремниевых наносандвичах краевых каналов с высокой подвижностью дырок вследствие их малой эффективной массы.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований президиума РАН „Квантовая физика конденсированных сред“ (проект 9.12), Федеральной целевой программы исследований и развития по приоритетным направлениям российской науки и технологического комплекса на 2007–2012 годы (проект 02.514.11.4074), программы Швейцарского национального научного фонда (SNSF) (grant IZ73Z0–127945/1), 7-й Европейской рамочной программы (Marie Curie Actions PIRSES-GA-2009-246784 project SPINMET).

Список литературы

- [1] U. Meirav, M.A. Kastner, S.J. Wind. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 771 (1990).
- [2] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, Ю.И. Романов, С.А. Рыков. *ФТП*, **39**, 716 (2005).
- [3] M. Buttiker. *Science*, **325**, 278 (2009).
- [4] M.Z. Hasan, C.L. Kane. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 3045 (2010).
- [5] S. Datta, B. Das. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 665 (1990).
- [6] M. Buttiker. *Phys. Rev. B*, **38**, 9375 (1988).
- [7] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 164202 (2008).
- [8] Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин. *ФТП*, **44**, 1372 (2010).

- [9] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov, S.A. Rykov. *Physica C*, **437–438**, 21 (2006).
- [10] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, G.A. Oganessian, D.S. Poloskin, V.V. Romanov. *Physica C*, **468**, 840 (2008).
- [11] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Мальяренко, В.В. Романов. *ФТП*, **43** (11), 1481 (2009).
- [12] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Мальяренко, Г.А. Оганесян, Д.С. Полоскин. *ФТП*, **43** (11), 1496 (2009).
- [13] T.M. Klapwijk. *J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism*, **17**, 593 (2004).
- [14] Jie Xiang, A. Vidan, M. Tinkham, R.M. Westervelt, Ch. Lieber. *Nature Nanotechnology*, **1**, 208 (2006).
- [15] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. *Mater. Sci. Forum*, **196–201**, 467 (1995).
- [16] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. *Sol. St. Phenomena*, **47–48**, 589 (1995).
- [17] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. In: *Superconductivity — Theory and Applications*, ed. by A. Luiz (Croatia, SCIYO, 2010) chap. 4, p. 69.
- [18] Н.Т. Баграев, Э.Ю. Даниловский, Л.Е. Клячкин, А.М. Мальяренко, В.А. Машков. *ФТП*, **46** (1), 77 (2012).
- [19] 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).
- [20] W. Frank, U. Gosele, H. Mehrer, A. Seeger. *Diffusion in Crystalline Solids*, ed. by G.E. Murch, A.S. Nowick (Academic Press, N. Y., 1984).
- [21] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A. Naser. *Def. Dif. Forum*, **143–147**, 1003 (1997).
- [22] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, S.A. Rykov. *Def. Dif. Forum*, **194–199**, 673 (2001).
- [23] А.А. Абрикосов. *Основы теории металлов* (М., Наука, 1987).
- [24] B.D. Josephson. *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 216 (1964).
- [25] G. Dresselhaus, A.F. Kip, C. Kittel. *Phys. Rev.*, **98**, 368 (1955).
- [26] Ю.А. Бобровников, В.М. Казакова, В.И. Фистуль. *ФТП*, **22** (2), 301 (1988).
- [27] M. Owner-Peterson, M.R. Samuelson. *Phys. Status Solidi B*, **28**, 211 (1968).
- [28] S. Datta. *Electronic transport in mesoscopic systems* (Cambridge, University Press, 1995).

Редактор Л.В. Шаронова

Electrically-detected cyclotron resonance of holes in silicon nanostructures

N.T. Bagraev, D.S. Gets, E.Yu. Danilovsky,
L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko

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

Abstract Electrically-detected cyclotron resonance (EDCR) is observed for the first time in semiconductor nanostructures in the absence of the external resonator as well as the high frequency source and recorder. The ultra-narrow silicon quantum well of the *p*-type conductivity on the *n*-type Si (100) surface is used for the studies, which is confined by the δ -barriers heavily doped with boron, those result in the Josephson high frequency radiation. The EDCR detection is proved by measuring the magnetoresistance in the existence of the microcavity inserted in the quantum well plane and the stabilization of the drain–source current. Owing to the high mobility edge channels the EDCR spectra and their angular dependencies measured in weak magnetic fields identify the small values of the effective mass for the light and heavy holes that belong to different 2D subbands.