

МЕХАНИЗМЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ В СИСТЕМАХ С ПЛОТНЫМ МАССИВОМ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК $\text{Ge}_{0.7}\text{Si}_{0.3}$ В КРЕМНИИ

И. Л. Дричко^{a,}, А. М. Дьяконов^a, И. Ю. Смирнов^a, А. В. Суслов^b,
Ю. М. Гальперин^{a,c}, А. И. Якимов^d, А. И. Никифоров^d*

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

^b *National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, Florida 32310, USA*

^c *Department of Physics and Center for Advanced Materials, University of Oslo
PO Box 1048 Blindern, 0316 Oslo, Norway*

^d *Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 3 июня 2005 г.

Высокочастотная (ВЧ) проводимость в системах с плотным массивом самоорганизующихся квантовых точек $\text{Ge}_{0.7}\text{Si}_{0.3}$ с плотностью $n = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в кремнии с разной концентрацией бора n_B определена акустическими методами. Измерения коэффициента поглощения и скорости поверхностных акустических волн (ПАВ) с частотой 30–300 МГц, взаимодействующих с дырками, локализованными в квантовых точках, проводились в магнитных полях до 18 Тл в температурном интервале 1–20 К. На примере одного из образцов ($n_B = 8.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) показано, что при температурах $T \leq 4$ К ВЧ-проводимость осуществляется прыжками дырок между состояниями, локализованными в различных квантовых точках, и может быть объяснена «двухузельной» моделью для случая $\omega\tau_0 \gg 1$, где ω — частота ПАВ, τ_0 — время релаксации заселенностей узлов (квантовых точек). При $T > 7$ К ВЧ-проводимость имеет активационный характер, связанный с диффузионной проводимостью по состояниям на пороге подвижности. В области $4 \text{ К} < T < 7 \text{ К}$ ВЧ-проводимость определяется комбинацией прыжковой и активационной проводимостей. В работе удалось разделить оба вклада и обнаружить, что температурная зависимость прыжковой ВЧ-проводимости при $T > T^* \approx 4.5$ К насыщается, что свидетельствует о переходе к режиму $\omega\tau_0 \leq 1$. Из условия $\omega\tau_0(T^*) \approx 1$ определено значение $\tau_0(T^*) \approx 5 \cdot 10^{-9}$ с.

PACS: 73.21.La, 73.63.Kv, 73.50.Rb, 72.20.Ee

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовые точки представляют собой предельный случай систем с пониженной размерностью, где движение носителей ограничено во всех трех измерениях. Квантовые точки часто называют искусственными атомами, так как их электронные спектры дискретны, несмотря на то что реальная точка может состоять из десятков тысяч атомов. Проводимость плотных массивов (ансамблей) квантовых точек от-

лична от нуля даже при очень низких температурах. Транспортные свойства ансамблей квантовых точек германия в кремнии, δ -легированном бором, с плотностью $n = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ были подробно изучены на постоянном токе в работах [1]. Авторы этих работ пришли к выводу, что при низких температурах проводимость определяется прыжками дырок между локализованными состояниями различных квантовых точек.

Сложность изучаемых объектов и неоднозначность интерпретации их транспортных свойств тре-

*E-mail: Irina.L.Drichko@mail.ioffe.ru

бовала привлечения других экспериментальных методов, например акустических, позволяющих определять высокочастотную (ВЧ) проводимость системы бесконтактным способом. Этот метод уже использовался нами, в частности, для изучения ВЧ-проводимости в системе с квантовыми точками из чистого германия в кремнии при низких температурах [2]. Эти исследования также привели к выводу о прыжковом характере ВЧ-проводимости.

Впервые поглощение поверхностных акустических волн (ПАВ) системой с квантовыми точками использовалось для изучения свойств квантовых точек большого размера (250–500 нм) в образцах n -GaAs/AlGaAs, полученных с помощью голографической литографии и последующего ионного травления в работе [3]. Авторы интерпретировали свои результаты как релаксационное поглощение, связанное с переходами электронов, локализованных в квантовых точках, между энергетическими уровнями в одной и той же квантовой точке [4].

В настоящей работе с помощью акустических методов исследована ВЧ-проводимость ансамблей квантовых точек с составом $\text{Ge}_{0.7}\text{Si}_{0.3}$ в матрице кремния. Состав был определен методом спектроскопии комбинационного рассеяния света. Транспортные свойства таких систем на постоянном токе [5] отличаются от свойств образцов с квантовыми точками из чистого германия [1]. Это отличие связано, по-видимому, с тем, что потенциальная яма для дырок в области точек с составом $\text{Ge}_{0.7}\text{Si}_{0.3}$ мельче, чем в случае точек, состоящих из чистого германия.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Акустические методы заключаются в измерении акустоэлектронных эффектов — поглощения и скорости ПАВ, позволяющих определять ВЧ-проводимость систем бесконтактным способом.

Поскольку германий и кремний не являются пьезоэлектриками, использован гибридный метод, когда ПАВ распространяется по поверхности пьезоэлектрика LiNbO_3 , а образец слегка прижат пружиной к его поверхности. При этом электрическое поле, созданное ПАВ и имеющее ее частоту, проникает в образец, однако механически образец остается недеформированным [6]. Поглощение и изменение скорости ПАВ определяется ВЧ-проводимостью исследуемого объекта.

Измерения были проведены на четырех образцах с плотным массивом ($n = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) само-

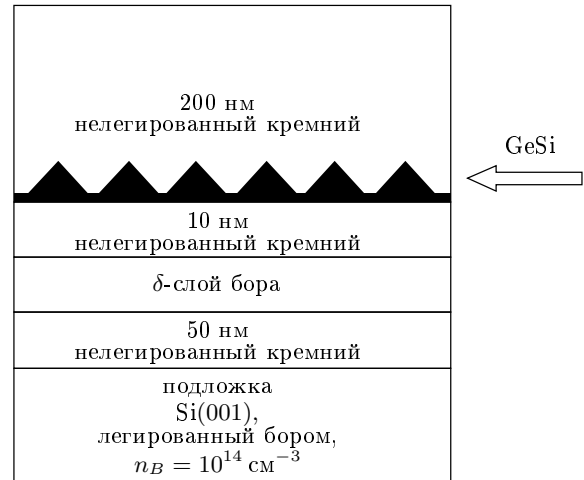


Рис. 1. Структура образцов

организующихся квантовых точек $\text{Ge}_{0.7}\text{Si}_{0.3}$ в магнитном поле до 18 Тл. Строение образцов показано на рис. 1. Слой квантовых точек находился на глубине 2000 Å от поверхности образца. Квантовые точки имели форму пирамид с квадратным основанием $120 \times 120 \text{ Å}^2$ и высотой около 20 Å. Образцы были δ -легированы бором с концентрацией $n_B = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (образец 1), $8.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (образец 2), $11 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (образец 3). Измерения проводились в температурном интервале 1–20 К на ПАВ с частотами 30–300 МГц. Магнитное поле было перпендикулярно плоскости, в которой сформированы квантовые точки. На образце с $n_B = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ акустоэлектронные эффекты в пределах погрешности измерений не наблюдались.

На рис. 2 представлены зависимости поглощения $\Delta\Gamma \equiv \Gamma(H) - \Gamma(0)$ и скорости $\Delta V/V \equiv [V(H) - V(0)]/V(0)$ ПАВ с частотой $f = 28 \text{ МГц}$ от напряженности магнитного поля для образца 2 в области температур 1–4 К. В больших магнитных полях эти величины насыщаются. Обращает на себя внимание тот факт, что с увеличением магнитного поля поглощение уменьшается, т.е. $\Delta\Gamma < 0$. При этом в магнитных полях $H < 5 \text{ Тл}$ обе величины пропорциональны H^2 . При $H > 5 \text{ Тл}$ зависимость поглощения $\Delta\Gamma$ от магнитного поля отклоняется от квадратичной. Этот факт демонстрируется на рис. 3. Измерения проводились на образце 2 при $T = 4.2 \text{ К}$ и $f = 29.5 \text{ МГц}$.

Подобные закономерности наблюдались и для всех других образцов, но в разных температурных интервалах: чем больше было легирование бором, тем при более низких температурах проявлялись эти

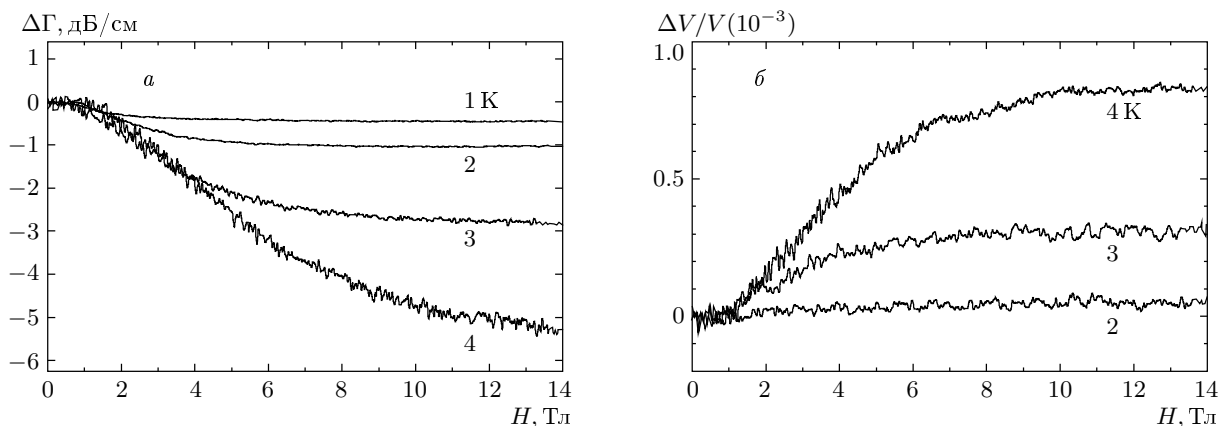


Рис. 2. Зависимости поглощения $\Delta\Gamma$ (а) и относительного изменения $\Delta V/V$ скорости ПАВ (б) от магнитного поля H для образца 2 при $T = 1\text{--}4$ К, $f = 28$ МГц

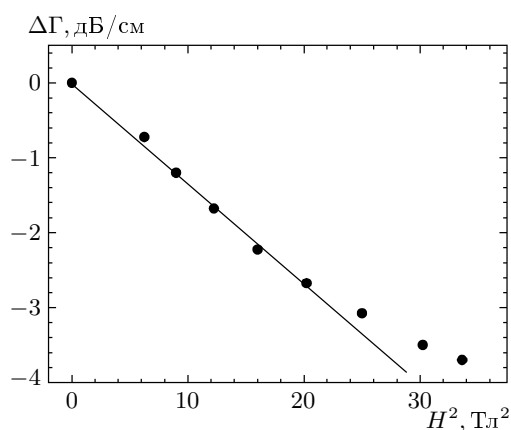


Рис. 3. Зависимость $\Delta\Gamma(H^2)$ для образца 2 при $T = 4$ К, $f = 29.5$ МГц

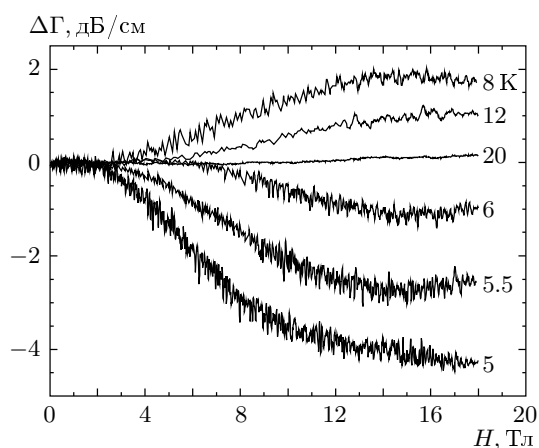


Рис. 4. Зависимости $\Delta\Gamma(H)$ для образца 2 при $T = 5\text{--}20$ К, $f = 28$ МГц

закономерности. Для образца 1 эти зависимости прослеживались вплоть до 8 К, для образца 2 — до 4.2 К, а для образца 3 — лишь до 2.8 К.

На рис. 4 представлена зависимость $\Delta\Gamma(H)$ в температурном интервале 5–20 К для образца 2, частота ПАВ составляла 28 МГц. На рисунке видно, что при $T > 5$ К величина $\Delta\Gamma(H)$ становится менее отрицательной и при $T > 6$ К изменяет знак.

С повышением температуры во всех образцах величина $\Delta\Gamma$ становилась положительной, причем в образцах с большим легированием знак $\Delta\Gamma$ изменялся при более низких температурах.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Низкие температуры

В области низких температур (рис. 2а) поглощение монотонно уменьшается с ростом магнитного поля, $\Delta\Gamma(H) < 0$. Такая зависимость $\Delta\Gamma(H)$ является типичной для прыжковой ВЧ-проводимости и обычно связывается с уменьшением перекрытия волновых функций электронов (дырок), локализованных на центрах, между которыми происходят прыжки. В рамках модели точечных водородоподобных центров зависимость $\Delta\Gamma(H)$ количественно проанализирована в работе [7]. Прыжковый характер ВЧ-проводимости в изучаемых нами объектах под-

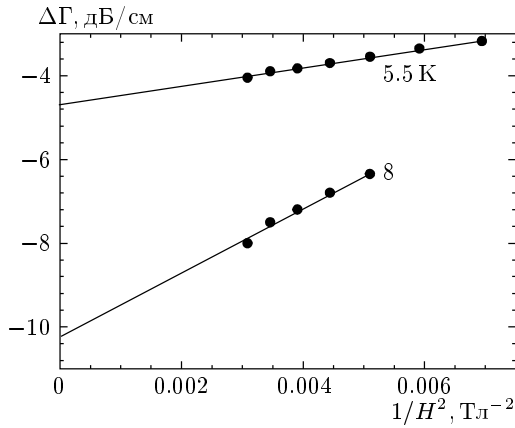


Рис. 5. Зависимость $\Delta\Gamma(1/H^2)$ для образца 1 при температурах $T_1 = 5.5$ К, $T_2 = 8$ К и частоте ПАВ $f = 143$ МГц

тверждается и измерениями на постоянном токе [5], результаты которых интерпретированы в предположении, что прыжки дырок происходят между состояниями, локализованными в различных квантовых точках.

В рамках этой модели прыжковое поглощение ПАВ локализованными носителями в сильном магнитном поле описывается интерполяционной формулой

$$\Delta\Gamma(H) = -\Gamma(0) + B/H^2$$

(B — некоторый коэффициент), которую можно строго обосновать для случая водородоподобных центров [8]. Из этой формулы видно, что сильное поперечное магнитное поле подавляет прыжковое поглощение и $\Delta\Gamma(H) = -\Gamma(0)$ при $H \rightarrow \infty$. Таким образом, возникает возможность определить величину поглощения в отсутствие магнитного поля, $\Gamma(0)$. Зависимость $\Delta\Gamma(H)$ в сильном магнитном поле выходит на насыщение, что отчетливо наблюдалось в образце 2 при самых низких температурах (рис. 2а). Если в доступных в эксперименте магнитных полях насыщение не наблюдалось, то мы определяли величину $\Gamma(0)$, которая соответствовала точке пересечения линейной зависимости $\Delta\Gamma(1/H^2)$ и вертикальной оси при $1/H^2 \rightarrow 0$, что демонстрируется на рис. 5 для образца 1.

Одновременное измерение поглощения и скорости ПАВ позволяет определять комплексную ВЧ-проводимость

$$\sigma^{hf} = \sigma_1(\omega) - i\sigma_2(\omega)$$

на частоте $\omega = 2\pi f$ [6]. В области магнитных полей $H \rightarrow \infty$, как указывалось выше, можно определить

величины Γ и $\Delta V/V$ и проводимости σ_1 и σ_2 в отсутствие магнитного поля по формулам

$$\frac{\Delta V}{V}(H \rightarrow \infty) - \frac{\Delta V}{V}(0) = A \left[1 - \frac{1 + \Sigma_2(0)}{\Sigma_1^2(0) + [1 + \Sigma_2(0)]^2} \right],$$

$$\Gamma(0) = \frac{kA\Sigma_1(0)}{\Sigma_1^2(0) + [1 + \Sigma_2(0)]^2}. \quad (1)$$

Здесь

$$A = 110.2b(k) \exp[-2k(a+d)], \quad \Sigma_i = \frac{4\pi\sigma_i}{\epsilon_s V} t(k),$$

k и V — соответственно волновой вектор и скорость ПАВ, а функции $b(k)$, $t(k)$ зависят от k , зазора a между образцом и ниобатом лития, глубины d залегания плоскости с квантовыми точками и диэлектрических постоянных ниобата лития, вакуума, ϵ_s — диэлектрическая постоянная образца [6].

Решить эту систему уравнений относительно величин $\Sigma_1(0)$ и $\Sigma_2(0)$ и, следовательно, найти $\sigma_1(0, \omega)$ и $\sigma_2(0, \omega)$ можно, лишь зная зазор a между образцом и плоскостью ниобата лития. К сожалению, ранее разработанный метод [6] здесь непосредственно неприменим, так как основан на предположении, что проводимость не зависит от частоты. Это предположение, которое было обосновано для делокализованных электронов [6], при изучении диэлектрических образцов с квантовыми точками неприменимо. Поэтому мы определяли зазор по количеству колец Ньютона в месте соприкосновения плоскостей образца и ниобата лития, для чего сделали отверстие в держателе образца. Указанный способ имеет небольшую точность, однако дает возможность оценить абсолютные значения проводимостей $\sigma_i(0, \omega)$, а также определить их зависимости от магнитного поля, частоты и температуры. В нашем эксперименте зазор a составлял 0.3–0.7 мкм и был различным для разных способов установки образцов.

Решив систему уравнений (1) при известной величине зазора a относительно $\Sigma_1(0)$ и $\Sigma_2(0)$, мы определили $\sigma_1(0, \omega)$ и $\sigma_2(0, \omega)$ для различных частот ПАВ и температур. При этом обе компоненты проводимости, σ_1 и σ_2 , оказались частотно-независимыми с точностью соответственно 15% и 25%. Температурные зависимости величин $\sigma_1(0)$ и $\sigma_2(0)$ для образца 2 в области низких температур представлены на рис. 6, из которого видно, что $\sigma_1 > \sigma_2$ в этой области температур. Для всех образцов температурная зависимость вещественной части проводимости хорошо описывается степенным законом $\sigma_1^{(i)} = B_i T^{2.4}$, где B_i — коэффициент пропорциональности, а i — номер образца. Для иллюстрации этого факта на

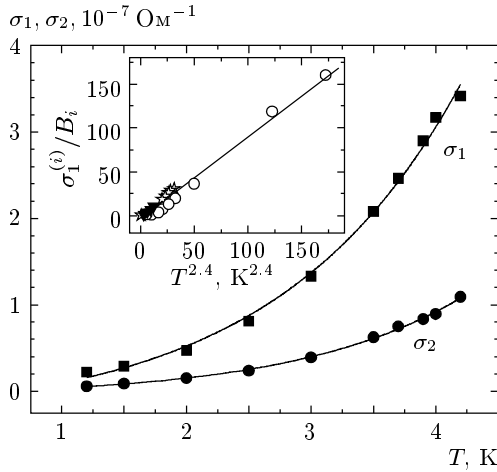


Рис. 6. Температурные зависимости $\sigma_1(0)$ и $\sigma_2(0)$ для образца 2. На вставке — зависимости $\sigma_1^{(i)}/B_i$ от $T^{2.4}$ для образцов 1 (○), 2 (★), 3 (▼),

вставке к рис. 6 построены зависимости $\sigma_1^{(i)}/B_i$ от $T^{2.4}$ для разных образцов. Видно, что все точки с хорошей точностью лежат на одной прямой. Степенная зависимость ВЧ-проводимости $\sigma_1(0)$ от температуры и независимость от частоты качественно согласуются с предсказаниями «двухузельной» модели прыжковой ВЧ-проводимости в предположении, что период ПАВ гораздо меньше, чем типичное время τ_0 релаксации заселенностей узлов [7, 8]. Согласно этой модели, поглощение и изменение скорости ПАВ обусловлены поглощением и испусканием фононов в процессе релаксации заселенностей кластеров из двух узлов к адиабатически равновесным значениям. При $\omega\tau_0 \gg 1$ вещественная часть проводимости должна быть пропорциональной $1/\tau_0 \propto T^\alpha$, где показатель степени α зависит от механизма взаимодействия. Таким образом, если прыжковая проводимость доминирует, то температурные зависимости σ_1 должны быть одинаковыми для разных образцов, что и демонстрируется на вставке к рис. 6.

Другим предсказанием двухузельной модели является переход к температурно-независимому поглощению на низких частотах, когда выполняется условие $\omega\tau_0 \ll 1$. В этом режиме поглощение должно быть пропорциональным частоте. Несмотря на относительно низкие частоты ПАВ, такой режим при низких температурах непосредственно не наблюдался.

Если считать, что все дырки с атомов бора заселяют состояния в квантовых точках, то оказывается, что в образце 1 имеется в среднем 2.3, в образце 2 — 2.7, а в образце 3 — 3.7 дырки на точку. Это

означает, что в образцах 1 и 2 заполнены преимущественно два нижних состояния, а третье возбужденное состояние заполнено лишь в некоторых точках.

Естественно предположить, что прыжки между точками с заполненными и пустыми состояниями с участием фононов могут привести к релаксационному поглощению, как и в макроскопически-однородных легированных полупроводниках. При этом проводимость на постоянном токе соответствует перколяционному кластеру, построенному из локализованных состояний квантовых точек. Поэтому проводимость на постоянном токе должна экспоненциально убывать с понижением температуры, что и наблюдалось в образце 2 [5].

Согласно двухузельной модели, основанной на водородоподобных локализованных состояниях, переход от зависимости $\Delta\Gamma \propto H^2$ в слабом магнитном поле к зависимости $\Delta\Gamma \propto H^{-2}$ в сильном поле происходит при $a_H \approx \xi$, где $a_H = \sqrt{\hbar/eH}$ — магнитная длина, а ξ — длина затухания локализованного состояния [9]. Это соотношение позволяет оценить длину затухания ξ . К сожалению, такая процедура количественно неприменима к данной ситуации, так как в системе, состоящей из гранул, эффективная длина затухания ξ_{eff} может заметно перенормироваться (см., например, [10–13]). В типичной ситуации она увеличивается по сравнению с длиной затухания в области между гранулами, и достаточно надежные оценки возможны лишь при $\xi_{eff} \gg l \gg \xi$, где l — расстояние между гранулами. Если использовать для исследуемой системы квантовых точек двухузельную модель с перенормированными параметрами, то получается $\xi_{eff} = 80 \text{ \AA}$ для образца 1 и $\xi_{eff} = 120 \text{ \AA}$ для образцов 2 и 3. Так как указанные выше сильные неравенства не выполняются, эти оценки следует рассматривать как сугубо ориентировочные. Видимо, по этой же причине не выполняется сильное неравенство $\sigma_2 \gg \sigma_1$, следующее из теории прыжковой ВЧ-проводимости для водородоподобных точечных центров.

3.2. Высокие температуры

Из приведенных выше рисунков видно, что величина $|\Delta\Gamma(H)|$ (см. рис. 2a) в сильных магнитных полях растет вплоть до $T = 4.2 \text{ K}$, а при $T > 4.2 \text{ K}$ (см. рис. 4) начинает уменьшаться. Если бы прыжковый механизм ВЧ-проводимости, который мы предполагали доминирующим при низких температурах (1–4.2 K), был бы единственным, то, согласно предсказаниям теории, при достаточно высоких температурах выполнялось бы условие $\omega\tau_0 \ll 1$ и темпе-

ратурная зависимость поглощения насытилась бы. Поскольку в эксперименте этого не происходит, естественно предположить, что при высоких температурах главным является другой механизм проводимости.

Мы полагаем, что в области высоких температур главную роль играет активация носителей на порог подвижности. Далее будет показано, что это предположение самосогласованно. Так как в области диффузии на уровне протекания мнимая часть комплексной ВЧ-проводимости мала, формулы (1) для произвольного магнитного поля могут быть существенно упрощены:

$$\gamma(H) = \frac{\Gamma(H) - \Gamma(0)}{kA} = \frac{\Sigma_1(H)}{1 + \Sigma_1^2(H)} - \frac{\Sigma_1(0)}{1 + \Sigma_1^2(0)},$$

$$\nu(H) = \frac{V(H) - V(0)}{V(0)A} = \frac{1}{1 + \Sigma_1^2(H)} - \frac{1}{1 + \Sigma_1^2(0)}.$$

Отсюда вытекает полезное соотношение

$$\Sigma_1(0) = \frac{\eta(H)\Sigma_1(H) + 1}{\Sigma_1(H) - \eta(H)},$$

где $\eta(H) = \gamma(H)/\nu(H)$. В частности, если поглощение $\Gamma(H)$, измеренное экспериментально, имеет максимум при некотором значении магнитного поля $H = H_{max}$, то $\Sigma_1(H_{max}) = 1$ и величина $\Sigma_1(0)$ определяется по измеренному значению $\eta(H_{max})$ как

$$\Sigma_1(0) = \frac{1 + \eta(H_{max})}{1 - \eta(H_{max})}. \quad (2)$$

Именно таким способом определялась ВЧ-проводимость при температурах $T = 7-8$ К, при которых наблюдался максимум на зависимости $\Gamma(H)$. Проводимость $\Sigma_1(0)$ при $T = 12$ К определялась из формул типа (1) при условии $\Sigma_1^2(0) \gg 1$. Оказалось, что зависимость имеет вид $\sigma_1(0) \propto \exp(-E_a/k_B T)$, где E_a — энергия активации, т. е. подчиняется активационному закону. Однако эта экспоненциальная зависимость была определена в очень узком интервале температур. Для того чтобы расширить этот интервал, в качестве четвертой точки была выбрана величина σ_1 при $T = 4.2$ К так, чтобы она не превышала 20 % от величины прыжковой проводимости при этой температуре. Энергия активации $E_a(H = 0)$, определенная из этой зависимости, оказалась равной 2.5 мэВ.

Экспоненциальная зависимость проводимости от $1/T$ и ее большая абсолютная величина, $\sigma_1(0) \sim 10^{-5}$ Ом $^{-1}$ при $T > 12$ К, подтверждают наше предположение о том, что за поглощение ответственна диффузия на пороге подвижности.

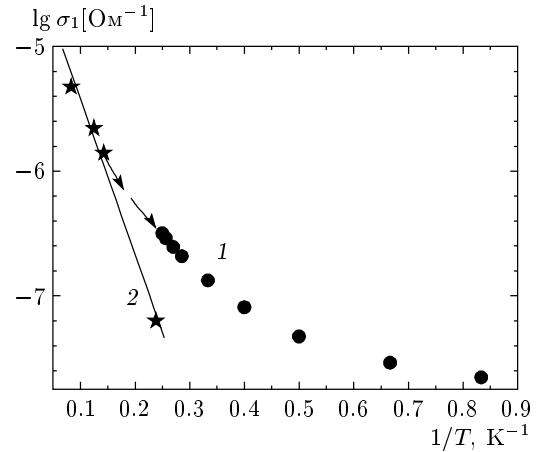


Рис. 7. Зависимость $\sigma_1(0)$ от $1/T$ в областях $T = 1-4$ К (1) и $T = 7-12$ К (2)

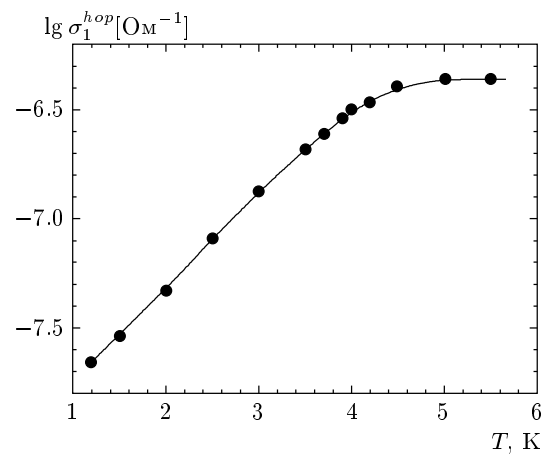


Рис. 8. Температурная зависимость прыжкового вклада σ_1^{hop} в проводимость

Полученные таким способом результаты вместе с данными для области низких температур представлены точками на рис. 7.

В промежуточной области температур (4–7 К) ВЧ-проводимость определяется суммой вкладов прыжков между локализованными состояниями в разных квантовых точках и диффузии по уровню протекания. Последний вклад зависит от температуры активационным образом и должен несильно отличаться от наблюдаемой на опыте статической проводимости. Интерполируя экспериментальные результаты из низко- и высокотемпературной областей плавной кривой (рис. 7) и вычитая из этой кривой результат экстраполяции проводимости из области высоких температур, получаем температурную зависимость чисто прыжкового вклада.

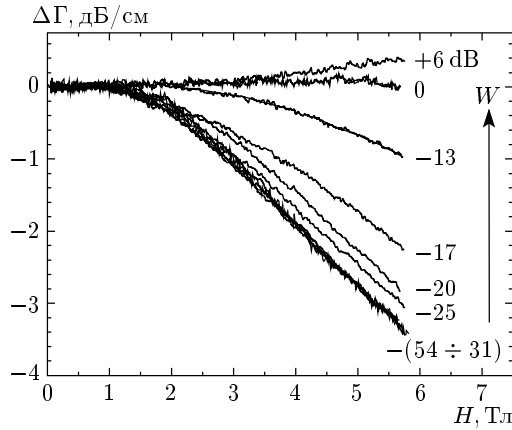


Рис. 9. Зависимости $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$ от магнитного поля при разных интенсивностях ПАВ для образца 2 при $T = 4.2$ К, $f = 28$ МГц. Стрелка указывает на рост интенсивности ПАВ. Цифры у кривых — величины ослабления (в децибелах) на выходе генератора, возбуждающего ПАВ

Эта зависимость изображена на рис. 8. Видно, что температурная зависимость прыжкового вклада насыщается, что качественно согласуется с предсказаниями «перенормированной» двухузельной модели. Если, как видно на рис. 8, насыщение начинается при температуре $T^* \approx 4.5$ К, то при этом выполняется условие $\omega\tau_0(T^*) \approx 1$, где $\omega = 2\pi f$ ($f = 30$ МГц), следовательно $\tau_0(T^*) \approx 5 \cdot 10^{-9}$ с.

3.3. Нелинейный режим

В работе были проведены исследования зависимостей величин $\Delta\Gamma$ и $\Delta V/V$ от магнитного поля при разных интенсивностях ПАВ.

На рис. 9 представлены зависимости $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$ от напряженности магнитного поля при разных интенсивностях ПАВ для образца 2. Частота ПАВ составляла 28 МГц, измерения проводились при $T = 4.2$ К. При увеличении интенсивности ПАВ на входе в образец, когда ослабление сигнала на выходе генератора уменьшалось от 54 до 31 дБ, величина $\Delta\Gamma$ не зависела от интенсивности W , а затем с ростом W абсолютное значение $|\Delta\Gamma|$ стало уменьшаться и при некоторой интенсивности изменило знак на положительный. Величина $\Delta V/V$ практически не зависела от W .

В рамках модели, объясняющей температурные зависимости $\Delta\Gamma(H)$, можно полагать, что при увеличении интенсивности ПАВ также происходит увеличение вклада в проводимость делокализованных носителей заряда.

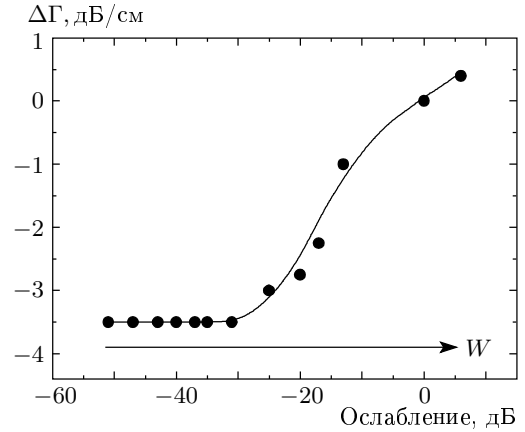


Рис. 10. Зависимость $\Delta\Gamma$ от ослабления на выходе ВЧ-генератора для образца 2 при $H = 5.8$ Тл, $T = 4.2$ К. Стрелка указывает на рост мощности ПАВ

На рис. 10 представлена зависимость $\Delta\Gamma$ от ослабления сигнала на выходе генератора при напряженности магнитного поля $H = 5.8$ Тл. Обращает на себя внимание тот факт, что эффект носит пороговый характер. Как показывает предварительный анализ, пороговое значение электрического поля \mathcal{E}_c , сопровождающего ПАВ, примерно пропорционально ее частоте и слабо зависит от магнитного поля. Наличие порога и пропорциональность порогового поля частоте ПАВ качественно согласуются с предположением о том, что механизмом нелинейности является так называемый примесный пробой — туннелирование дырок на порог подвижности в неоднородном поле звуковой волны. Такой механизм нелинейностей наблюдался в массивных образцах InSb [14]. Приведем оценку порогового электрического поля \mathcal{E}_c для этого механизма:

$$\mathcal{E}_c = kE_a/2e,$$

где e — заряд электрона. Для $E_a \approx 2.5$ мэВ и $f = 30$ МГц такая оценка дала значение $\mathcal{E}_c \approx 1$ В/см.

Определить электрическое поле, сопровождающее ПАВ, можно по формуле [15]

$$|\mathcal{E}|^2 = K^2 \frac{32\pi}{V} (\varepsilon_1 + \varepsilon_0) \times \frac{k \exp[-2k(a+d)]}{b_1^2(k) [\Sigma_1^2(0) + [1 + \Sigma_2(0)]^2]} W, \quad (3)$$

где K^2 — константа электромеханической связи для LiNbO_3 , W — мощность ПАВ на входе в образец, отнесенная к ширине звуковой дорожки, равной величине перекрытия электродов встречно-штыревых

преобразователей, возбуждающих ПАВ в ниобате лития, $b_1(k)$ — функция, зависящая от зазора a , глубины d залегания слоя с квантовыми точками и диэлектрических постоянных ниобата лития, ε_1 , вакуума, ε_0 , и образца, ε_s .

Однако экспериментальное определение электрического поля, созданного ПАВ на входе в образец, очень неточно, так как оно должно учитывать кроме потерь на преобразование еще и потери в линии, не согласованной с образцом. Поэтому точности определения мощности на входе в образец можно доверять лишь по порядку величины. Наша экспериментальная оценка величины порогового поля по формуле (3) составляет $\mathcal{E}_c \approx 4$ В/см, что, с учетом сказанного, не противоречит предположению о примесном пробое. Однако однозначная идентификация механизма нелинейности требует дополнительных исследований.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Комплексная ВЧ-проводимость образцов с самоорганизующейся решеткой квантовых точек $\text{Ge}_{0.7}\text{Si}_{0.3}$ в кремнии была определена с помощью акустических методов. Было показано, что в низкотемпературной области ($T \leq 4$ К) ВЧ-проводимость определяется прыжками через несколько квантовых точек и разумно интерпретируется в рамках двухузельной модели с перенормированной длиной локализации [9–12]. При самых низких температурах характерное время релаксации τ_0 превышает период звуковой волны. Это приводит к очень слабой (логарифмической) частотной зависимости и степенной температурной зависимости ВЧ-проводимости. С ростом температуры время релаксации убывает, и при $T \approx 4.5$ К температурная зависимость прыжкового вклада насыщается, что объясняется переходом к режиму $\omega\tau_0 \leq 1$, где двухузельная модель предсказывает очень слабую (логарифмическую) температурную зависимость и дает возможность оценить время $\tau_0(4.5 \text{ К}) \approx 5 \cdot 10^{-9}$ с. С ростом температуры возникает дополнительный вклад в ВЧ-проводимость, зависящий от температуры по активационному закону. При дальнейшем росте температуры этот вклад становится основным и интерпретируется как диффузионная проводимость по состояниям на пороге подвижности. На рис. 11 представлены для сравнения величины проводимости, измеренные на постоянном токе (σ_1^{dc}) на образце, близком по свойствам к образцу 2, и ВЧ-проводимость σ_1^{hf} , определенная из акустических измерений на образ-

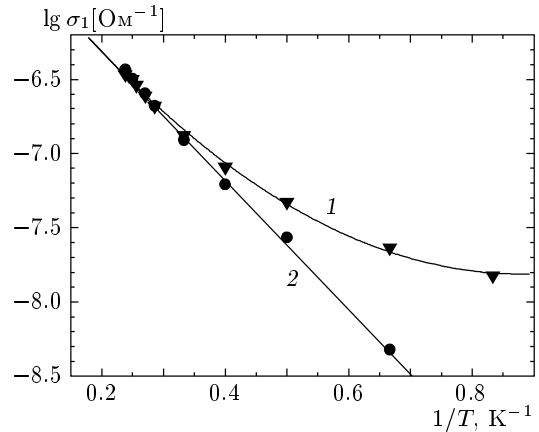


Рис. 11. Зависимости σ_1^{hf} (1) и σ_1^{dc} (2) от $1/T$ для образца 2 при $H = 0$, $f = 28$ МГц

це 2, в зависимости от температуры. Видно, что при низких температурах кривые различаются, причем $\sigma_1^{dc} < \sigma_1^{hf}$, что характерно для области прыжковой проводимости. Кривые сближаются в той области температур, где, по-видимому, начинается проводимость по делокализованным состояниям, а в этом случае ВЧ-проводимость не должна отличаться от статической.

В работе [5] изучались температурные зависимости магнитосопротивления в образцах 1 и 2 в магнитных полях до 6 Тл. Активационная зависимость сопротивления при низких температурах в различных магнитных полях объяснялась в рамках модели многочастичных корреляций локализованных в квантовых точках дырок, приводящих к формированию электронных поляронов в двумерной неупорядоченной системе. Данные настоящей работы, однако, не дают оснований для такого предположения, так как объясняются более простым способом. Наблюдавшаяся температурная зависимость электропроводности при $T > 5$ К рассматривалась в работе [5] как проявление проводимости с переменной длиной прыжка. Нам представляется, что абсолютная величина проводимости (больше 10^{-6} Ом $^{-1}$) слишком велика для осуществления этого механизма.

Таким образом, по нашему мнению, в системах Si/Ge с плотным массивом самоорганизующихся квантовых точек $\text{Ge}_{0.7}\text{Si}_{0.3}$ ($n = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$) с ростом температуры прыжковая ВЧ-проводимость сменяется проводимостью по делокализованным состояниям. Удалось разделить указанные вклады и изучить их характеристики в зависимости от температуры и магнитного поля.

Следует отметить, что природа состояний на уровне протекания в исследованном материале не очень понятна. Большая плотность квантовых точек и их большой размер, по-видимому, могут приводить к существенному перекрытию волновых функций отдельных квантовых точек, а также к сильному кулоновскому взаимодействию носителей в разных точках. Возможно, что делокализованные состояния образованы примесной зоной бора в кремнии, однако природа делокализованных состояний в этих системах требует дополнительного изучения.

Авторы благодарят Г. М. Минькова за измерения транспортных свойств образцов на постоянном токе и полезные дискуссии, В. А. Володина за анализ состава нанокластеров германия методом спектроскопии комбинационного рассеяния света, А. К. Гутаковского за исследование структуры с помощью высокоразрешающей электронной микроскопии.

Работа поддержана РФФИ (гранты №№ 04-02-16246, 03-02-16526). Часть работы выполнена в Национальной лаборатории высоких магнитных полей, США (NHMFL, Tallahassee, FL), финансируемой Национальным научным фондом (NSF Cooperative Agreement № DMR-0084173) и штатом Флорида. Проведение ультразвуковых исследований в этой лаборатории финансируется внутренним грантом (In-House Research Program).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, V. V. Kirienko et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9715 (1999); A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, V. V. Kirienko et al., *Phys. Rev. B* **61**, 10868 (2000).
2. I. L. Drichko, A. M. Diakonov, V. I. Kozub et al., in: *Proc. 11th Int. Symp. «Nanostructure: Physics and Technology»*, St. Petersburg, Ioffe Institute, June 23–28 (2003), p. 133.
3. G. R. Nash, S. J. Bending, M. Boero et al., *Phys. Rev. B* **59**, 7649 (1999).
4. A. Knabchen, O. Entin-Vohlman, Y. M. Galperin, and Y. B. Levinson, *Europhys. Lett.* **39**, 419 (1997).
5. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, Г. М. Миньков и др., *ЖЭТФ* **127**, 817 (2005).
6. I. L. Drichko, A. M. Diakonov, I. Yu. Smirnov et al., *Phys. Rev. B* **62**, 7470 (2000).
7. A. L. Efros and B. I. Shklovskii, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, ed. by A. L. Efros and M. Pollak, North-Holland, Amsterdam (1985), p. 409; Y. M. Galperin, V. L. Gurevich, and D. A. Parshin, in *Hopping Transport in Solids*, ed. by B. Shklovskii and M. Pollak, Elsevier, New York (1991), p. 453.
8. Ю. М. Гальперин, Э. Я. Приев, *ФТТ* **28**, 692 (1986).
9. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979), с. 416.
10. J. Zhang and B. I. Shklovskii, *Phys. Rev. B* **70**, 115317 (2004).
11. I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, and V. I. Kozub, E-print archives, cond-mat/0501094.
12. M. V. Feigel'man and A. S. Ioselevich, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 341 (2005).
13. В. И. Козуб, В. М. Кожевин, Д. А. Явсин, С. А. Гуревич, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 287 (2005).
14. Ю. М. Гальперин, И. Л. Дричко, Л. Б. Литвак-Горская, *ФТТ* **28**, 3374 (1986).
15. И. Л. Дричко, А. М. Дьяконов, И. Ю. Смирнов, А. И. Торопов, *ФТП* **34**, 436 (2000).