

# Стационарный и высокочастотный дырочный транспорт в гетероструктурах $p$ -Si/SiGe в ультраквантовом пределе

И. Л. Дричко<sup>+1)</sup>, И. Ю. Смирнов<sup>+</sup>, А. В. Суслов\*, Ю. М. Гальперин<sup>+□△</sup>, В. М. Винокур<sup>△</sup>, М. Миронов<sup>▽</sup>,  
О. А. Миронов<sup>°§</sup>

<sup>+</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

\* National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, FL 32310, USA

□ Department of Physics and Center for Advanced Materials & Nanotechnology, University of Oslo, 0316 Oslo, Norway

△ Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA

▽ Musashi Institute of Technology, 8-15-1 Todoroki, Setagaya-ku, Tokyo, Japan

° University of Warwick Science Park, Venture Centre, Sir William Lyons Road, Coventry CV4 7EZ, UK

§ International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperature, 50-985 Wroclaw 47, Poland

Поступила в редакцию 14 июня 2007 г.

Комплексная высокочастотная (ВЧ),  $\sigma^{AC} = \sigma_1 - i\sigma_2$ , и статическая  $\sigma^{DC}$  проводимости, а также вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерены в гетероструктурах  $p$ -Si/SiGe с низкой концентрацией дырок ( $p = 8.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) при температурах  $T = 0.3\text{--}4.2 \text{ К}$  в ультраквантовом пределе, когда число заполнения  $\nu < 1$ . Для определения компонентов ВЧ проводимости использовалась акустическая бесконтактная методика в “гибридной конфигурации”, когда поверхностная акустическая волна (ПАВ) распространялась по поверхности пьезоэлектрика LiNbO<sub>3</sub>, а гетероструктура прижималась к ней пружиной.  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  определялись из величин затухания и скорости поверхностных акустических волн, одновременно измеренных при изменении магнитного поля. Обнаруженные особенности ВЧ проводимости:  $\sigma_1 \gg |\sigma_2|$ , отрицательный знак  $\sigma_2$ , пороговый характер ВАХ, зависимость  $I \propto \exp(-A/V^{0.3})$  в предпороговой области свидетельствуют в пользу образования в ультраквантовом пределе ( $T = 0.3\text{--}0.8 \text{ К}$ ,  $B > 14 \text{ Тл}$ ) запиннированного вигнеровского кристалла (стекла).

PACS: 73.23.-b, 73.43.-f, 73.50.Rb

**Введение.** Низкотемпературный электронный транспорт в квази-двумерных системах является предметом интенсивного изучения. Особенно интересны с этой точки зрения материалы с малой концентрацией носителей заряда, в которых электрон-электронное взаимодействие может превышать энергию Ферми. В таких материалах возможно упорядочение электронов в пространстве – образование так называемого вигнеровского кристалла (ВК), предсказанного Вигнером для трехмерного электронного газа еще в 1934 г. [1]. Образование ВК в отсутствие магнитного поля ( $B=0$ ) было обнаружено в Si-MOS системах с низкой концентрацией электронов и высокой подвижностью в многочисленных работах, см. обзор [2].

Внешнее магнитное поле облегчает формирование ВК. Так, еще в 1975 г. в работе [3] была предсказана возможность кристаллизации двумерного электронного газа в сильных магнитных полях при та-

ких плотностях электронов (дырок), когда образование ВК в отсутствие магнитного поля невозможно. Это предсказание стимулировало поиски ВК в двумерных системах в сильных магнитных полях. Основными объектами для таких исследований являются гетероструктуры  $n$ -GaAs/AlGaAs [4], инверсионные пленки Si с высокой подвижностью [5] и гетероструктуры InGaAs/InP [6].

Наша цель – изучить дырочный транспорт в гетероструктурах  $p$ -Si/SiGe с низкой концентрацией дырок и сильным дырочно-дырочным взаимодействием ( $\kappa_s = E_{ee}/E_F \cong 10$ , где  $E_{ee}$  – энергия дырочно-дырочного взаимодействия,  $E_F$  – энергия Ферми) в сильных магнитных полях, соответствующих ультраквантовому пределу, когда все дырки заполняют нижнюю, отщепленную по спине зону Ландау  $0\downarrow$ , то есть при условии  $\nu = pch/eB < 1$ , где  $p$  – концентрация дырок,  $h$  – постоянная Планка,  $B$  – напряженность магнитного поля,  $e$  – заряд электрона,  $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ .

<sup>1)</sup>e-mail: irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

Для идентификации механизма проводимости были выполнены измерения затухания и скорости поверхностных акустических волн (ПАВ), позволяющие определить комплексную высокочастотную (ВЧ) проводимость на частоте ПАВ. Так же измерялись статическое магнетосопротивление  $\rho_{xx}$ , холловское сопротивление  $\rho_{xy}$  и вольт-амперные характеристики (ВАХ).

**Эксперимент.** Гетероструктура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке Si(100) и состояла из Si буферного слоя, за ним 30 нм сплава  $\text{Si}_{0.92}\text{Ge}_{0.08}$ , 20 нм нелегированного спейсера и, наконец, 50 нм слоя Si, легированного бором с концентрацией  $2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Двумерный проводящий канал был расположен в напряженном слое  $\text{Si}_{0.92}\text{Ge}_{0.08}$ .

Образцы, в которых проводились измерения высокочастотной проводимости, представляли из себя прямоугольные пластины размером  $\approx 0.3 \times 0.5 \text{ см}^2$ . Комплексная ВЧ проводимость,  $\sigma^{\text{AC}} = \sigma_1 - i\sigma_2$ , определялась в гетероструктуре *p*-Si/SiGe с концентрацией  $p = 8.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  с подвижностью  $\mu = 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$  в температурном интервале 0.3–4.2 К в магнитных полях до 18 Тл из величин затухания и скорости ПАВ. Поскольку Ge и Si не являются пьезоэлектриками, использовался “гибридный” метод, когда ПАВ возбуждалась и распространялась по поверхности пьезоэлектрика  $\text{LiNbO}_3$ , а гетероструктура слегка прижималась к его поверхности пружинкой. Измерения проводились в частотном диапазоне 18–255 МГц с использованием основных частот встречно-штыревых преобразователей, генерирующих ПАВ ( $\sim 18$  и  $30$  МГц), и нечетных гармоник этих частот. Преимущество гибридного метода состоит в том, что переменная деформация, созданная ПАВ, в образец не проникает, а взаимодействие с носителями заряда определяется только переменными электрическими полями.

На рис.1 представлены зависимости изменения поглощения,  $\Delta\Gamma = \Gamma(B) - \Gamma(0)$ , и скорости ПАВ,  $\Delta v/v(0) = [v(B) - v(0)]/v(0)$  ( $\Gamma(0)$  и  $v(0)$  – поглощение и скорость ПАВ при  $B = 0$  соответственно), от напряженности магнитного поля  $B$  при разных температурах, измеренные на частоте 87 МГц. На экспериментальных кривых наблюдается осцилляция при  $\nu = 1$ . В магнитных полях выше 4 Тл выполняется условие квантового предела. Аналогичные кривые наблюдались и для других частот ПАВ: 18, 30, 157 и 240 МГц.

На другом образце, вытравленном в форме холловского мостика из соседнего участка той же гетероструктуры, были измерены компоненты стати-

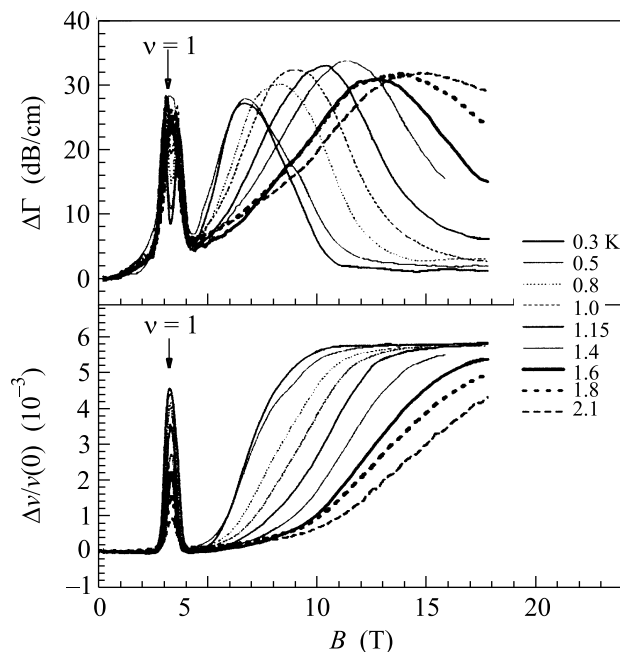


Рис.1. Зависимость  $\Delta\Gamma = \Gamma(B) - \Gamma(0)$  и  $\Delta v/v(0)$  от  $B$  при разных  $T$ ,  $f = 87$  МГц

ческого тензора сопротивления,  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$ , что дало возможность определить  $\sigma_{xx}^{\text{DC}} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ . В окрестности  $B = 3.5$  Тл наблюдался минимум осцилляции Шубникова-де-Гааза в  $\rho_{xx}$  и плато на зависимостях  $\rho_{xy}(B)$ , равное  $h/e^2$  (вставка к рис.2). Эти

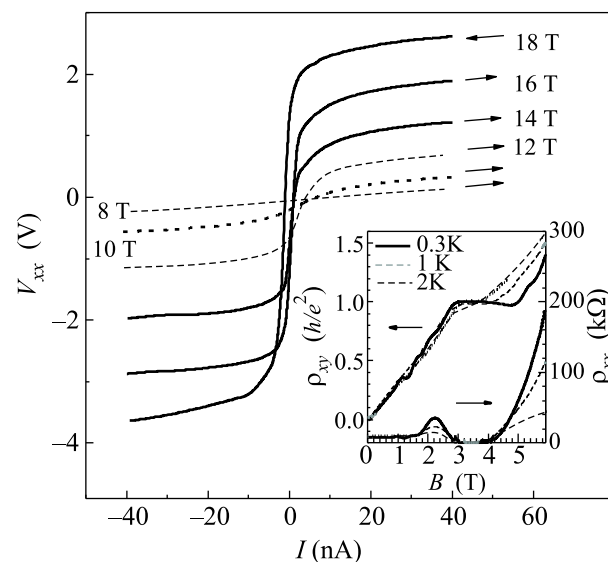


Рис.2. Вольт-амперные характеристики при  $T = 0.55$  К и разных магнитных полях при скорости развертки тока 5 нА/мин, стрелки показывают направление развертки тока. На вставке: зависимости  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  от магнитного поля  $B$  при разных температурах

результаты согласуются с выводом о том, что квантовый предел осуществляется при  $B > 4$  Тл.

Кроме того, на этом же холловском мостике измерялись статические ВАХ. На рис.2 представлены ВАХ при  $T = 0.55$  К в магнитных полях от 8 до 18 Тл. Из рисунка видно, что кривые  $V_{xx}(I)$  – нелинейные, а при  $I > 10$  нА  $V_{xx}$  стремятся к насыщению. Кроме того, кривые  $V_{xx}(I)$  в магнитных полях  $B > 12$  Тл несимметричны относительно оси  $V_{xx} = 0$ .

**Обработка и обсуждение экспериментальных результатов.** В настоящей работе мы сконцентрировались на области магнитных полей  $B > 4$  Тл, где осуществляется ультраквантовый предел.

Вещественная,  $\sigma_1$ , и мнимая,  $\sigma_2$ , компоненты комплексной ВЧ проводимости определялись из одновременных измерений  $\Delta\Gamma$  и  $\Delta v/v(0)$  с помощью выражений [7]

$$\Delta\Gamma \text{ (дБ/см)} \equiv \Gamma(B) - \Gamma(0) = 8.68kA(k, a, d) \times \left( \frac{\Sigma_1(B)}{\Sigma_1^2(B) + [1 + \Sigma_2(B)]^2} - \frac{\Sigma_1(0)}{\Sigma_1^2(0) + [1 + \Sigma_2(0)]^2} \right),$$

$$\frac{\Delta v}{v(0)} \equiv \frac{v(B) - v(0)}{v(0)} = A(k, a, d) \times \left( \frac{1 + \Sigma_2(B)}{\Sigma_1(B)^2 + [1 + \Sigma_2(B)]^2} - \frac{1 + \Sigma_2(0)}{\Sigma_1(0)^2 + [1 + \Sigma_2(0)]^2} \right), \quad (1)$$

где

$$A(k, a, d) = 110.2 \exp(-2k(a+d))b(k, a, d),$$

$$\Sigma_i = (4\pi\sigma_i/\varepsilon_s v(0))t(k, a, d),$$

$$b(k) = (b_1(k)[b_2(k) - b_3(k)])^{-1},$$

$$t(k) = [b_2(k) - b_3(k)]/2b_1(k),$$

$$b_1(k) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0) - (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0)e^{-2ka},$$

$$b_2(k) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0) + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0)e^{-2kd},$$

$$b_3(k) = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0)e^{-2ka} + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0)e^{-2k(a+d)}.$$

Здесь  $k$ ,  $v(0)$  – соответственно, волновой вектор и скорость ПАВ в ниобате лития. Функции  $b(k, a, d)$ ,  $t(k, a, d)$  зависят от  $k$ , зазора  $a$  между образцом и ниобатом лития, глубины  $d$  залегания двумерного слоя (ее определяют технологи), и диэлектрических постоянных ниобата лития, вакуума и образца,  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_s$  соответственно.

Решить систему уравнений (1) относительно  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  можно лишь, зная величину зазора  $a$ , которая зависит от качества поверхностей образца и пьезоэлектрика, а также от установки образца. Поэтому определение зазора требует специального рассмотрения. В данном случае мы определяем величину  $a$  из следующих соображений. При  $B \rightarrow \infty$  величины  $\Sigma_1$ ,

$\Sigma_2 \rightarrow 0$ , поэтому  $\Delta v/v(0)$  как функция магнитного поля в соответствии с (1) должна стремиться к насыщению:  $\Delta v/v(0) \rightarrow A(a, k, d)$ . Из рис.1 видно, что при температурах 0.3–0.9 К в больших магнитных полях  $\Delta v/v(0)$  действительно насыщается как функция  $B$ . Приравнявая значение  $\Delta v/v(0)$  в насыщении к величине  $A(a, k, d)$ , мы определяем величину зазора  $a$ .

Так как при  $B = 0$  проводимость образца имеет металлический характер, то  $\sigma_1$  и  $\sigma^{\text{DC}}$  должны совпадать. Используя полученное нами значение  $\sigma^{\text{DC}}(0) = (1.33 \pm 0.02) \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$  при  $T=0.3$  К в качестве  $\sigma_1(0)$  мы получаем  $\Sigma_1(0) \gg 1$ . В то же время для металлической проводимости можно положить  $\sigma_2(0) = \Sigma_2(0) = 0$  [7]. Зная  $a$  и  $\sigma_1(0)$ , можно определить  $\Gamma(0)$ . После этого мы решаем систему уравнений (1) относительно  $\sigma_1(B)$  и  $\sigma_2(B)$ .

На рис.3 представлена зависимость  $\sigma_1$ , измеренная на частоте 18 МГц, от обратной температуры. В

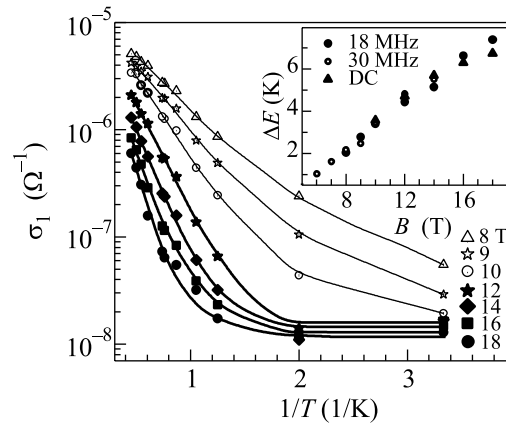


Рис.3. Зависимость проводимости  $\sigma_1$  от  $1/T$  в разных магнитных полях,  $f = 18$  МГц. На вставке: зависимость энергии активации  $\Delta E$ (К) от магнитного поля  $B$ , определенная из зависимостей  $\sigma^{\text{DC}}(1/T)$ ,  $\sigma_1^{18 \text{ МГц}}(1/T)$  и  $\sigma_1^{30 \text{ МГц}}(1/T)$

температурном диапазоне 0.8–2 К и магнитных полях 10–18 Тл проводимость имеет активационный характер, причем энергия активации зависит от магнитного поля. В этой же области температур и магнитных полей аналогичные температурные зависимости наблюдались и для статической проводимости  $\sigma^{\text{DC}}$ , которая оказалась близка к величине  $\sigma_1$ , определенной указанным выше способом. На вставке к этому рисунку представлена зависимость энергии активации от магнитного поля, определенная из зависимостей  $\sigma_1$  (при разных частотах) и  $\sigma^{\text{DC}}$  от  $T^{-1}$ . Видно, что значения энергии активации близки по величине.

Активационную зависимость проводимости можно связать с вымораживанием носителей дырок из делокализованных состояний 0 ↓-зоны Ландау на локализованные состояния в этой же зоне вблизи уровня Ферми. Как видно из рис.3, при понижении температуры ниже 0.8 К проводимость  $\sigma_1$  практически перестает зависеть от температуры.

На рис.4 представлена зависимость  $\sigma_1$  от магнитного поля на разных частотах ПАВ. Вид-

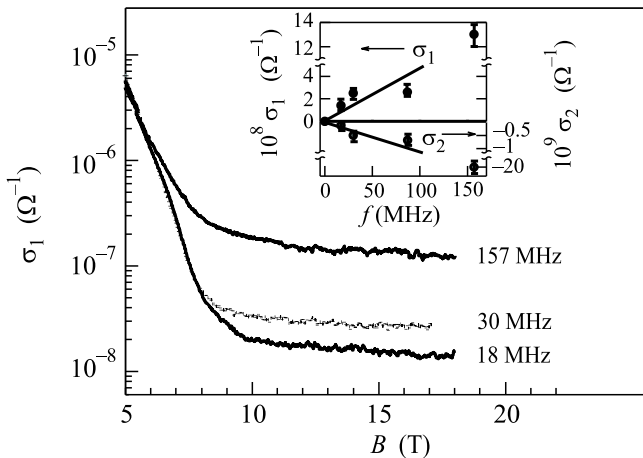


Рис.4. Зависимость  $\sigma_1 \equiv \text{Re} \sigma^{AC}$  от магнитного поля  $B$  при  $T = 0.3$  К и разных частотах ПАВ. На вставке: зависимость  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  от частоты ПАВ  $f$ ;  $B = 18$  Тл,  $T = 0.3$  К

но, что зависимость  $\sigma_1(B)$  при повышении напряженности магнитного поля ослабляется, а в полях  $B > 15$  Тл практически пропадает. На вставке к рис.4 представлена зависимость  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  от частоты ПАВ  $f$  в поле  $B = 18$  Тл при  $T = 0.3$  К. Необходимо заметить, что мнимая часть ВЧ проводимости  $\sigma_2$  имеет отрицательный знак. Через экспериментальные точки в области частот 18–90 МГц проведены прямые, соответствующие зависимостям  $\sigma_1(f) \propto f$  и  $\sigma_2(f) \propto f$ . Соотношение наклонов этих прямых дает  $|\sigma_1 / \sigma_2| \approx 40$ . Точки, относящиеся к  $f = 157$  МГц, уже не удовлетворяют линейной зависимости проводимости от частоты: обратите внимание на разрыв масштаба на осях, соответствующих  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ , на вставке к рис.4.

Мы изучили также зависимости ВЧ проводимости от амплитуды электрического поля  $E_0$ , созданного ПАВ. Оказалось, что при  $E_0 < 20$  В/см такая зависимость отсутствует. Все измерения ВЧ проводимости соответствуют линейному режиму.

Обратимся снова к статическим ВАХ. На рис.2 приведены ВАХ для самой быстрой развертки тока. Однако оказалось, что при самой медленной развертке, 0.02 нА/мин, при  $T = 0.3$  К и  $B = 18$  Тл ВАХ оста-

ется нелинейной даже при  $E \approx 4 \cdot 10^{-2}$  В/см. Таким образом, механизмы нелинейности ВЧ и статической проводимостей различны. На рис.5 представлена

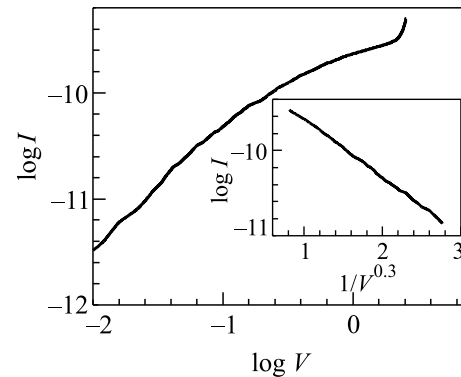


Рис.5. Зависимость  $\log I$  от  $\log V$  при медленной развертке тока 0.02 нА/мин;  $B = 18$  Тл,  $T = 0.3$  К. На вставке: зависимость  $\log I$  от  $1/V^{0.3}$

ВАХ в предпороговой области, перестроенная в логарифмическом масштабе,  $\log I(\log V)$ , для самой медленной развертки тока, 0.02 нА/мин. Она хорошо описывается формулой  $I \propto \exp(-A/V^\alpha)$  с  $\alpha = 0.3-0.4$ , что демонстрируется на вставке к рис.5.

Измерения на постоянном токе показали пороговый характер ВАХ, а также отсутствие линейного режима в предпороговой области в магнитных полях  $B > 14$  Тл и  $T < 0.8$  К. При этом форма ВАХ в предпороговой области,  $I \propto \exp(-A/V^\alpha)$ , типична для крипа запиннигованного кристалла [8]. Этот факт свидетельствует в пользу образования вигнеровского кристалла (стекла). Поведение линейной ВЧ проводимости – слабые зависимости  $\sigma_1$  от температуры и магнитного поля, отрицательный знак  $\sigma_2$ , близкие к линейной частотные зависимости  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  – не согласуются с предсказаниями теории, основанной на концепции одночастичных прыжков между отдельными центрами (см. [7] и ссылки в этой работе). Наблюдаемые зависимости не противоречат концепции вигнеровского стекла (сильно коррелированной запиннигованной электронной системы).

Теория нестационарного линейного отклика такой системы была разработана в работе [9]. Предсказанное этой теорией поведение комплексной проводимости характеризуется резонансом на некоторой частоте, являющейся комбинацией циклотронной частоты  $\omega_c$  и некоторой “частоты пининга”  $\omega_{p0}$ , определяемой параметрами вигнеровского кристалла и беспорядка. Кроме того, в теорию входит безразмерный параметр  $\eta = \sqrt{\lambda/\beta}$ , где  $\lambda$  и  $\beta$  – соответственно, объемный и сдвиговый модули упругости вигнеровского кристалла. Согласно оценкам [10, 11],  $\eta = 6 \div 7$ .

К сожалению, доступный для эксперимента диапазон частот не позволяет наблюдать резонанс и, таким образом, непосредственно измерить частоту пиннинга. Ориентируясь на результаты для других материалов, можно положить  $\omega_{p0} \approx 1.3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , и тогда в полях 14–18 Тл выполняются условия  $1 \ll \eta \ll \omega_c/\omega_{p0}$ . В таком режиме в выражение для высокочастотной проводимости входит еще одна характерная частота,  $\Omega = \eta\omega_{p0}^2/\omega_c$ . В поле 18 Тл эта частота примерно  $7 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ , так что для частот ПАВ, используемых в эксперименте, выполняются условия  $\Omega \ll \omega \ll \omega_c$ . В такой ситуации формулы для комплексной проводимости заметно упрощаются. Результат имеет вид

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{e^2 n}{m\omega_{p0}^2} \cdot \frac{-i\omega(1-iu)}{(1-iu)^2 - (\eta\omega/\Omega)^2}, \quad (2)$$

$$\frac{\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)}{\text{Im } \sigma_{xx}(\omega)} = -u \frac{1+u^2 + (\eta\omega/\Omega)^2}{1+u^2 - (\eta\omega/\Omega)^2}, \quad (3)$$

где  $u$  – некоторая константа. При выполнении условия

$$u \gg \omega\omega_c/\omega_{p0}^2 \gg 1, \quad (4)$$

$$\text{Re } \sigma^{\text{AC}} = \sigma_1 \approx \omega/u, \quad \text{Im } \sigma^{\text{AC}} = \sigma_2 \approx -\omega/u^2. \quad (5)$$

Согласно формулам (5),  $\sigma_2$  имеет отрицательный знак,  $\sigma_1 \propto \omega$ ,  $\sigma_2 \propto \omega$ ,  $\sigma_1$  не зависит от температуры и магнитного поля, что согласуется с экспериментом в области, где предполагается существование вигнеровского кристалла ( $B > 14$  Тл,  $T < 0.8$  К).

Кроме того, используя экспериментальные данные (см. вставку к рис.4), можно определить  $\sigma_1/|\sigma_2| = u$ , которая оказалась равной  $\approx 40$ . Это означает, что при  $B > 14$  Тл неравенство 4 удовлетворяется лишь для частот 18–90 МГц; для частоты 157 МГц величина  $\omega\omega_c/\omega_{p0}^2 \gg 40$ , поэтому становится понятным, почему линейная зависимость  $\sigma_1$  и  $|\sigma_2|$  от частоты нарушается для  $f = 157$  МГц. Учитывая невысокую точность определения  $\sigma_2$ , согласие эксперимента и теории можно считать удовлетворительным.

Полагая  $u = 40$ ,  $\omega_{p0} = 1.3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  и используя формулу (2), можно оценить концентрацию дырок, участвующих в образовании вигнеровского кристалла в ультраквантовом пределе. Такая оценка дает величину, примерно на 2 порядка меньшую, чем концентрация дырок в отсутствие магнитного поля –  $8.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . По-видимому, в сильных магнитных полях большинство носителей захвачено примесями. К сожалению, мы не можем сопоставить этот результат с данными по холловскому сопротивлению  $\rho_{xy}$ , измерить которое в ультраквантовом пределе оказалось невозможно. Хотя приведенные выше формулы

неплохо описывают эксперимент, сделанные оценки на самом деле довольно грубые. Дело в том, что наряду с учтенными существуют также и локализованные “мягкие” моды, возникающие в местах, где по случайным причинам пиннинг слаб [9]. По аналогии с физикой структурных стекол можно ожидать, что мягкие моды тоже дают вклад в ВЧ проводимость, причем частотная зависимость вклада в вещественную часть проводимости близка к линейной, а вклада в мнимую часть – слабая. К сожалению, плотность таких мягких мод неизвестна, поэтому оценить их вклад количественно на основе имеющихся экспериментальных данных не представляется возможным.

Тем не менее, с нашей точки зрения, совокупность данных по статической и высокочастотной проводимостям гетероструктуры  $p$ -Si/SiGe в ультраквантовом пределе (при  $B > 14$  Тл и  $T < 0.8$  К) свидетельствует в пользу образования в ней вигнеровского кристалла (стекла). Это заключение согласуется с результатами работы [2].

Авторы благодарны В.М. Пудалову за полезные дискуссии. ОАМ признателен Э. Паркеру (E.H.C. Parker) и Т. Воллу (T.E. Whall) за обсуждение экспериментальных результатов.

Работа поддержана грантами Президиума РАН, Программой Отделения физических наук “Спинтроника”, СПбНЦ РАН 2007, NSF Cooperative Agreement No. DMR-0084173, State of Florida, NHMFL In-House Research Program, U.S. Department of Energy Office of Science through contract No. DE-AC02-06CH11357.

1. E. Wigner, *Phys. Rev.* **46**, 1002 (1934).
2. V. M. Pudalov, in *Phys. of Quantum Sol. of Electrons*, Int. Press. 1994, p. 124.
3. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 26 (1975).
4. P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 176802 (2002).
5. V. T. Dolgoplov, G. V. Kravchenko, and A. A. Shashkin, *Phys. Rev. B* **46**, 13303 (1992).
6. B. Pödör, Gy. Kovács, G. Reményi et al., *Inorg. Mat.* **37**, 439 (2001).
7. I. L. Drichko, A. M. Diakonov, I. Yu. Smirnov et al., *Phys. Rev. B* **62**, 7470 (2000).
8. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein et al., *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
9. M. M. Fogler and D. A. Huse, *Phys. Rev. B* **62**, 7553 (2000).
10. B. G. A. Normand, P. B. Littlewood, and A. J. Millis, *Phys. Rev. B* **46**, 3920 (1992).
11. L. Bonsall and A. A. Maradudin, *Phys. Rev. B* **15**, 1959 (1977).