

Роль слоев $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, легированных Si, в высокочастотной проводимости гетероструктур $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ в режиме квантового эффекта Холла

© И.Л. Дричко*[¶], А.М. Дьяконов*, И.Ю. Смирнов*, Ю.М. Гальперин*[†],
В.В. Преображенский[‡], А.И. Торопов[‡]

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

[†] Университет Осло, Норвегия, и Аргоннская Национальная Лаборатория, США

[‡] Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 17 ноября 2003 г. Принята к печати 17 ноября 2003 г.)

С помощью акустических методов исследована комплексная высокочастотная проводимость гетероструктур $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, δ - и модулированно легированных Si, в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. По зависимостям поглощения и скорости поверхностных акустических волн от магнитного поля определены как активная σ_1 , так и реактивная σ_2 части комплексной проводимости $\sigma(\omega, H) = \sigma_1 - i\sigma_2$. Показано, что в гетероструктурах с электронной концентрацией $n_s = (1.3-7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = (1-2) \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ВЧ проводимость вблизи центров холловских плато является прыжковой. Установлено, что при факторах заполнения 2 и 4 проводимость слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(\text{Si})$ существенно шунтирует прыжковую ВЧ проводимость двумерного интерфейсного слоя. Разработан метод разделения вкладов в прыжковую проводимость $\sigma(\omega, H)$ от интерфейсного слоя и слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(\text{Si})$. Определена длина локализации электронов в интерфейсном слое на основе модели одноэлектронных прыжков на ближайший узел. Показано, что в гетероструктурах $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ вблизи центров холловских плато как $\sigma(\omega, H)$, так и n_s зависят от скорости охлаждения образца. В результате образец „помнит“ условия охлаждения. Величины $\sigma(\omega, H)$ и n_s чувствительны также к инфракрасному облучению и к статической деформации образца. Мы связываем эти факты с присутствием в слое $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(\text{Si})$ двухэлектронных дефектов — так называемых DX^- -центров.

1. Введение

Исследования компонент магнитосопротивления на постоянном токе, ρ_{xx}^{dc} и ρ_{xy}^{dc} , и вычисленной из них проводимости σ_{xx}^{dc} в гетероструктурах с квантовым эффектом Холла показали, что в магнитных полях, соответствующих холловским плато при малых четных факторах заполнения ν , величины ρ_{xx}^{dc} , σ_{xx}^{dc} экспоненциально малы [1]. Принято считать, что это связано с локализацией носителей тока в случайном потенциале, образованном заряженными примесями, отделенными от двумерного интерфейсного слоя нелегированным слоем — спейсером. Если проводимость осуществляется прыжками электронов между локализованными состояниями, то для осуществления проводимости на постоянном токе электрон должен пройти через весь образец вдоль кластера примесных атомов. В то же время для осуществления проводимости на переменном токе электрон может прыгать лишь внутри так называемых близких пар [2]. Поэтому проводимость на переменном токе оказывается больше проводимости на постоянном токе, $|\sigma_{xx}^{\text{ac}}(\omega)| > \sigma_{xx}^{\text{dc}}$.

Если одновременно измерять поглощение акустической поверхностной волны (ПАВ) с частотой ω и изменение ее скорости ΔV , связанные с взаимодей-

ствием этой волны с электронами в гетероструктуре, то можно определить комплексную высокочастотную (ВЧ) проводимость $\sigma_{xx}^{\text{ac}}(\omega) = \sigma_1(\omega) - i\sigma_2(\omega)$ на частоте ω , причем как мнимую, так и действительную части отдельно. Как показал Эфрос [3], в структуре с двумерной прыжковой проводимостью $\sigma_2(\omega) \gg \sigma_1(\omega)$, причем $\sigma_1(\omega) \propto \omega\xi^3$. Здесь ξ — длина локализации электронов. Если прыжки между локализованными в двумерном слое электронными состояниями дают главный вклад в $\sigma_{xx}^{\text{ac}}(\omega)$, то по измеренной комплексной проводимости можно определить длину локализации в двумерном интерфейсном слое вблизи середин холловских плато. В этом и состояла наша первоначальная задача.

После проведения ВЧ измерений в большом количестве гетероструктур $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ [4], модулированно и δ -легированных кремнием, оказалось возможным сделать следующие выводы.

1. В магнитных полях, соответствующих серединам холловских плато, величина σ_{xx}^{ac} при $T = 1.5-4.2 \text{ К}$, как и ожидалось, оказалась конечной.

2. В этом случае наблюдалось, что $\sigma_2(\omega) \gg \sigma_1(\omega)$. Это, согласно [3], свидетельствует о прыжковом характере ВЧ проводимости.

3. В то же время длина локализации электронов ξ , вычисленная из экспериментальной ВЧ проводимости, оказалась слишком большой — порядка 10^{-5} см . Такое

[¶] E-mail: Irina.L.Drichko@mail.ioffe.ru
Fax: (812)5156747

большое значение ξ выходит за рамки применимости „двухузельной“ модели [2], на которой основано ее вычисление [4]. Кроме того, в работе [4] мы не наблюдали зависимостей σ_1 и σ_2 и соответственно ξ от магнитного поля вблизи $\nu = 2$. Результаты этого эксперимента противоречили данным, полученным в работе [5], где ξ определялась из измерений на постоянном токе в режиме прыжковой проводимости. Эксперимент [5] демонстрировал очень сильную зависимость длины локализации ξ от магнитного поля вблизи $\nu = 2$.

Все эти факты привели нас к заключению, что наблюдаемая ВЧ прыжковая проводимость, по-видимому, обусловлена проводимостью не только по интерфейсному слою, но и по параллельным ему слоям. При этом в наших многослойных гетероструктурах шунтирующим является, по-видимому, слой $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, легированный кремнием, поставляющий носители тока в интерфейсный канал.

Известно (см., например, [6]), что в сплаве $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(\text{Si})$ кремний образует дефекты, называемые DX^- -центрами. С этими центрами обычно связывают наблюдаемые в этих материалах эффекты: замороженной фотопроводимости [7], различия в энергиях термической и оптической активации, увеличения подвижности носителей в двумерном интерфейсном слое, возникающем в результате эффектов корреляции в расположении заряженных примесей [8].

Для определения роли слоев $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(\text{Si})$ в ВЧ проводимости многослойной гетероструктуры $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ при малых факторах заполнения естественно было провести измерения акустоэлектрических эффектов при внешних воздействиях. В качестве таких воздействий использовались облучение инфракрасным светом, деформация, а также разные способы охлаждения образца до $T = 4.2 \text{ K}$, так как именно они влияют на электронную конфигурацию DX^- -центров и соответственно на проводимость изучаемой системы. Здесь необходимо подчеркнуть, что в имеющейся обширной литературе по DX^- -центрам в пленках $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(\text{Si})$ и гетероструктурах $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ исследовалось в основном их влияние на статическую проводимость делокализованных электронов. В настоящей работе изучается влияние внешних воздействий, а соответственно и состояния DX^- -центров, на ВЧ проводимость в магнитном поле в условиях локализации носителей тока, т.е. на ВЧ прыжковую проводимость. Анализ экспериментальных данных проводится в магнитных полях, соответствующих окрестностям малых четных факторов заполнения. Работа по существу обобщает результаты исследований [4,9–11].

2. Эксперимент

2.1. Методика измерений

Методика эксперимента подробно описана в работе [12], здесь же только отметим, что изучаемая ге-

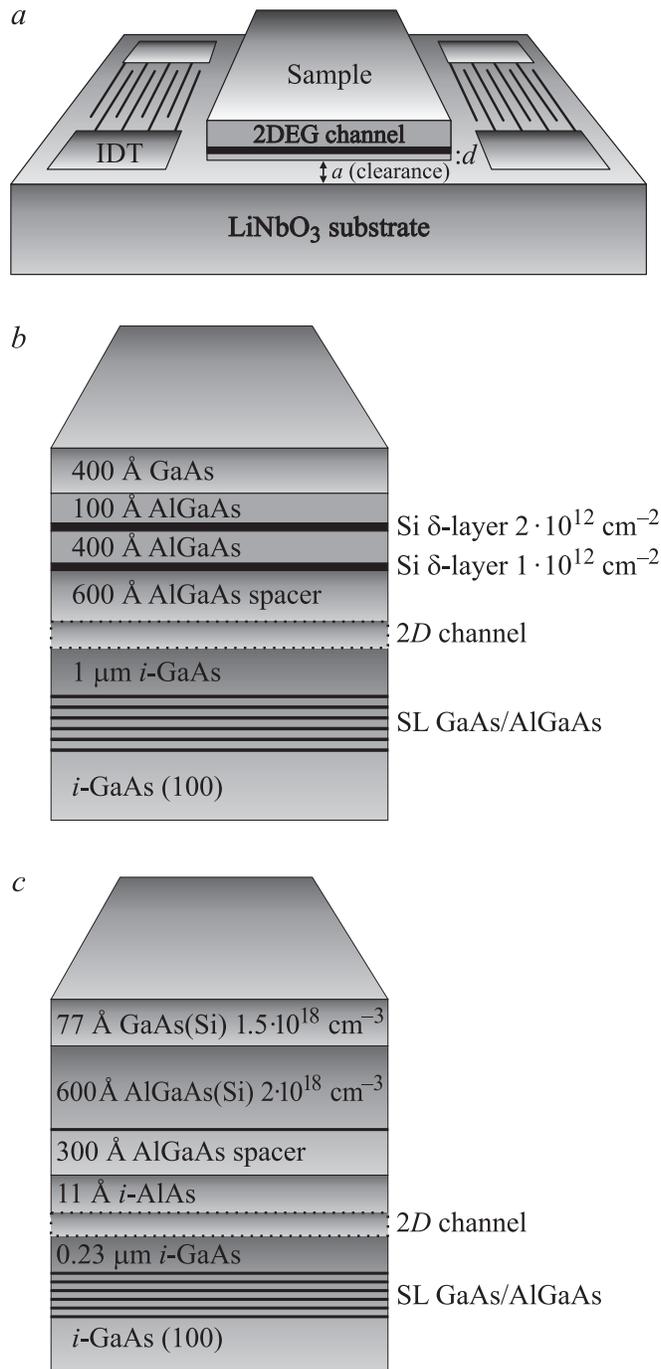


Рис. 1. *a* — схема акустического эксперимента, *b* — структура δ -легированного кремнием образца с $n_s = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, *c* — структура модулированно легированного образца с $n_s = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

теструктура прижималась пружиной к поверхности диэлектрика — ниобата лития, LiNbO_3 , — по которой распространялась пьезоактивная поверхностная акустическая волна (ПАВ) (рис. 1, *a*). Электрическое поле, сопровождающее волну деформации и изменяющееся во времени с частотой ПАВ, проникает в двумерный

слой. Взаимодействуя с электронами, волна вызывает электрические токи, а следовательно, и джоулевы потери. В результате амплитуда волны уменьшается, а ее скорость — изменяется. Важно, что при такой постановке эксперимента механическая связь между пьезокристаллом и образцом отсутствует и ПАВ используется лишь для введения переменного электрического поля в образец без электрических контактов.

В настоящей работе измерялись коэффициент поглощения Γ и изменение скорости ПАВ $\Delta V/V$, частотой $f = \omega/2\pi = (30-150)$ МГц в магнитных полях до 7 Тл, при $T = 4.2$ и 1.5 К, в гетероструктурах GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии и легированных разным способом. Гетероструктуры, δ -легированные кремнием, имели концентрацию электронов в двумерном слое $n_s \approx (1.4-4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu \approx 1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, в то время как структуры, модулированно легированные кремнием, имели концентрацию $n_s \approx (2.4-7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижность $\mu \approx (0.4-1.2) \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Значения n_s и μ определялись из звуковых измерений [13]. Структура образцов представлена на рис. 1, *b, c*. Как видно из рисунка, гетероструктуры являются многослойными системами, в которых интерфейсный канал расположен на расстоянии d от края образца.

Глубина проникновения электрического поля ПАВ в диэлектрическую часть структуры порядка q^{-1} , где $q = \omega/V$ — волновой вектор ПАВ. Для интерпретации результатов эксперимента важно, что эта глубина в изученной частотной области гораздо больше расстояния между интерфейсным слоем и легированной областью AlGaAs. Поэтому измеренная высокочастотная (ВЧ) проводимость $\sigma_{xx}^{\text{ac}}(\omega)$ является эффективной проводимостью параллельно соединенных интерфейсного и легирующего слоев. При определении этой величины из экспериментально измеренных поглощения и скорости ПАВ система из интерфейсного и легирующего слоев моделируется одним слоем с эффективной комплексной проводимостью $\sigma_{xx}(\omega)$. При этом диэлектрические постоянные слоев GaAs и AlGaAs предполагаются равными между собой и составляют $\epsilon_s = 12$, а эффективная диэлектрическая постоянная LiNbO₃ ϵ_1 предполагается равной 50. Вакуумный зазор между гетероструктурой и пластиной LiNbO₃ a определяется неровностью образца и пластины диэлектрика. Величину a трудно контролировать в эксперименте, и она является подгоночным параметром. Ее значение можно определить в той области магнитных полей, где электроны делокализованы и ВЧ проводимость можно считать не зависящей от частоты. Для различных установок образца эти значения находятся в области $(1-5) \cdot 10^{-5} \text{ см}$.

Поглощение Γ и относительное изменение скорости ПАВ $\Delta V/V$ связаны с комплексной проводимостью [4]:

$$\Gamma[\text{дБ/см}] = 8.68 \frac{K^2}{2} \times qA \frac{4\pi\sigma_1 t(q)/\epsilon_s V}{[1 + 4\pi\sigma_2 t(q)/\epsilon_s V]^2 + [4\pi\sigma_1 t(q)/\epsilon_s V]^2},$$

$$A = 8b(q)(\epsilon_1 + \epsilon_0)\epsilon_0^2\epsilon_s \exp[-2q(a + d)],$$

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{K^2}{2} A \frac{[1 + 4\pi\sigma_2 t(q)/\epsilon_s V]}{[1 + 4\pi\sigma_2 t(q)/\epsilon_s V]^2 + [4\pi\sigma_1 t(q)/\epsilon_s V]^2}, \quad (1)$$

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

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

$$b_1(q) = (\epsilon_1 + \epsilon_0)(\epsilon_s + \epsilon_0) - (\epsilon_1 - \epsilon_0)(\epsilon_s - \epsilon_0) \exp(-2qa),$$

$$b_2(q) = (\epsilon_1 + \epsilon_0)(\epsilon_s + \epsilon_0) + (\epsilon_1 + \epsilon_0)(\epsilon_s - \epsilon_0) \exp(-2qd),$$

$$b_3(q) = (\epsilon_1 - \epsilon_0)(\epsilon_s - \epsilon_0) \exp(-2qa)$$

$$+ (\epsilon_1 - \epsilon_0)(\epsilon_s + \epsilon_0) \exp[-2q(a + d)],$$

где K^2 — константа электромеханической связи LiNbO₃, q и V — волновой вектор и скорость ПАВ соответственно, ϵ_1 , ϵ_0 и ϵ_s — диэлектрические постоянные ниобата лития, вакуума и арсенида галлия соответственно, a — расстояние между диэлектриком и изучаемой гетероструктурой, d — глубина залегания двумерного слоя [4], $\sigma_{xx}^{\text{ac}} = \sigma_1 - i\sigma_2$. Использование этих формул дает возможность определять из экспериментально измеренных величин Γ и $\Delta V/V$ значения σ_1 и σ_2 .

2.2. Зависимость от процедуры охлаждения

Особенностью акустической методики является необходимость работать в вакууме или в разреженном газе, так как при работе в жидкости происходит сильное поглощение ПАВ жидкостью. Для охлаждения образца, находившегося на холодопроводе, до температуры 4.2 К использовался обменный газ (разреженный газ He⁴ с давлением ~ 0.1 мм рт. ст.), который впускался в камеру с образцом после предварительной ее откачки. При этом сама камера находилась в жидкости He⁴, которую можно было откачивать. Кроме того, перед заливкой жидкого гелия сверхпроводящий соленоид обычно предварительно охлаждался жидким азотом.

Если обменный газ впускался в камеру с образцом при комнатной температуре и производилось медленное (порядка 1.5–2 ч) охлаждение дьюара, в котором находилась камера, током холодного газа He⁴, то слив жидкого гелия в дьюар начинался при температуре образца T_0 , не превышающей 7–8 К. Такой способ охлаждения мы называем медленным. Для изменения способа охлаждения камера с образцом откачивалась, а дьюар, в котором находилась эта камера, заполнялся жидким гелием. При этом температура образца T_0 была выше температуры жидкого гелия и зависела от степени откачки. После

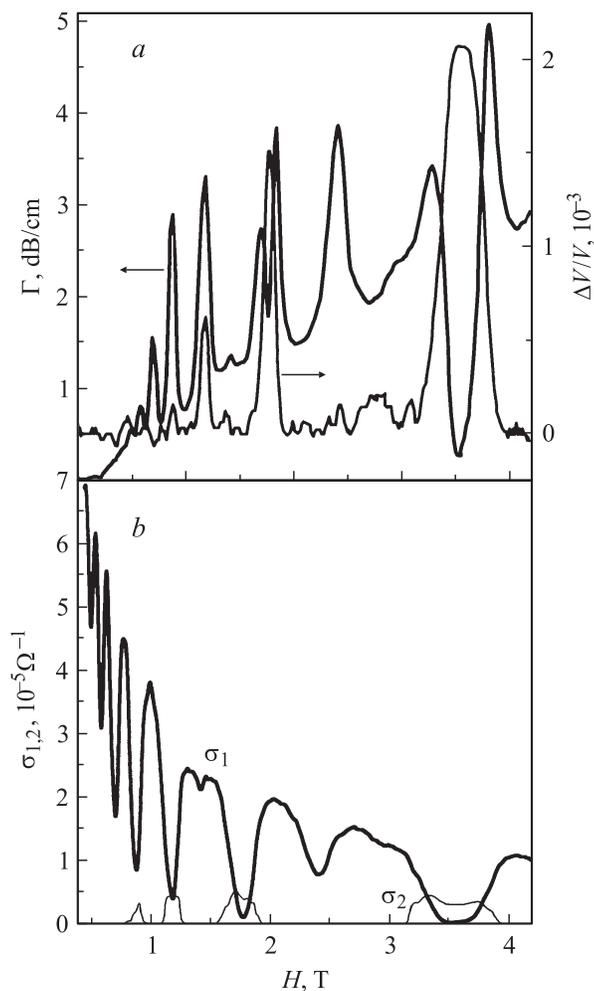


Рис. 2. *a* — зависимости Γ и $\Delta V/V$ от магнитного поля H ; *b* — зависимости σ_1 и σ_2 от H . Образец с $n_s \approx 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $f = 30 \text{ МГц}$, $T = 1.5 \text{ К}$, медленное охлаждение.

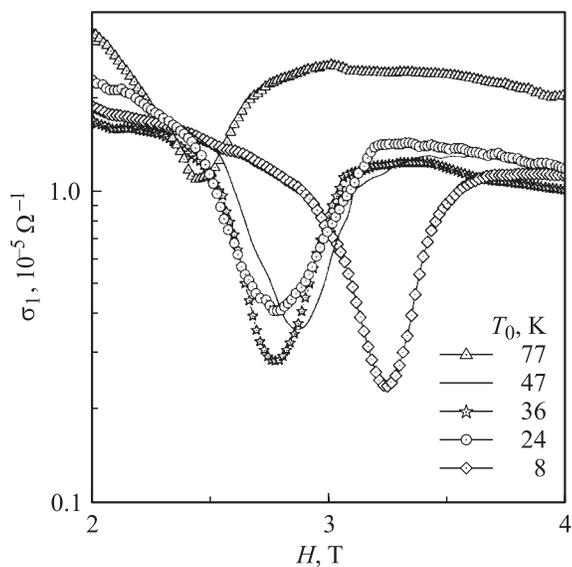


Рис. 3. Зависимости σ_1 от магнитного поля H вблизи $\nu = 2$ для разных значений температуры закалки T_0 . Образец с $n_s \approx 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $f = 30 \text{ МГц}$, $T = 4.2 \text{ К}$.

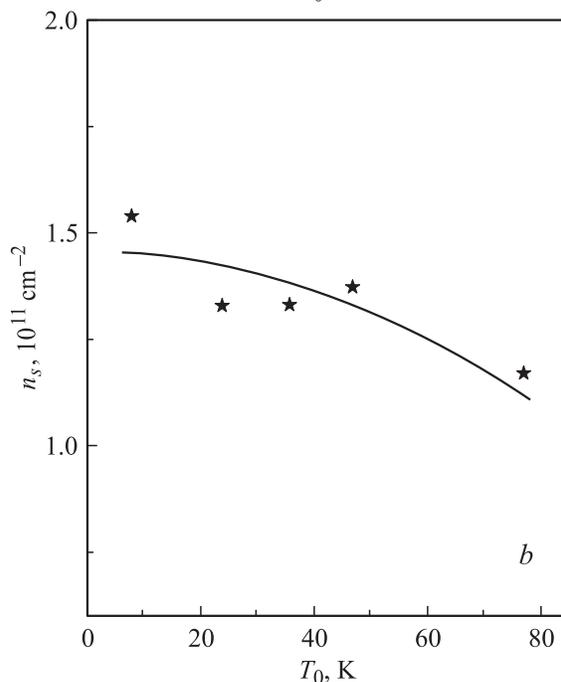
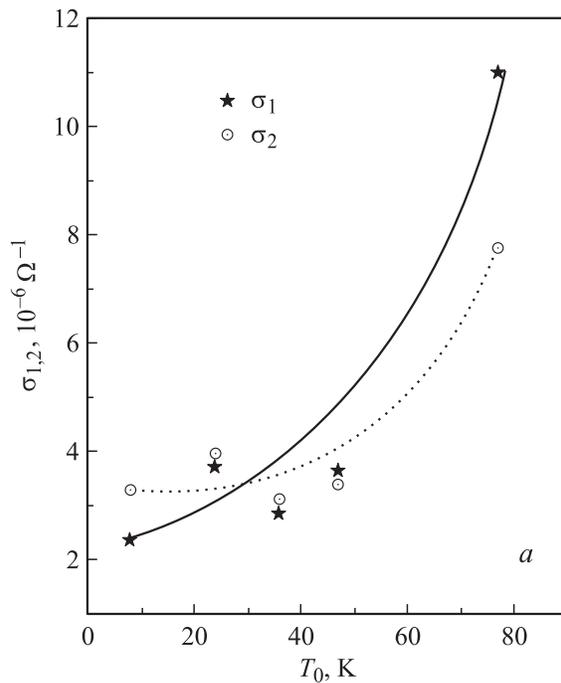


Рис. 4. Зависимости от T_0 : *a* — σ_1 и σ_2 , *b* — n_s при $\nu = 2$. Образец с $n_s \approx 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $T = 4.2 \text{ К}$, $f = 30 \text{ МГц}$.

слива жидкого гелия в дьюар в камеру впускался обменный газ, в результате чего в течение 5–10 мин образец охлаждался от T_0 до $T = 4.2 \text{ К}$. Самая высокая температура, от которой осуществлялось быстрое охлаждение, была $T_0 \approx 77 \text{ К}$. Охлаждение образца до $T = 1.5 \text{ К}$ всегда осуществлялось откачкой жидкого гелия в дьюаре до давления 5–6 мм рт. ст. в течение 40–60 мин.

На рис. 2, *a* представлены экспериментальные зависимости Γ и $\Delta V/V$ (медленное охлаждение) от магнитного

поля H при $T = 1.5$ К, из величин которых вычислены $\sigma_1(H)$ и $\sigma_2(H)$, представленные на рис. 2, b для образца, δ -легированного кремнием GaAs/AlGaAs. Надо заметить, что в магнитных полях, соответствующих малым целым четным факторам заполнения, когда электроны локализованы, $\sigma_2 \gg \sigma_1$, а в магнитных полях, соответствующих полужелтым факторам заполнения, когда электроны делокализованы, $\sigma_2 = 0$.

На рис. 3 представлены зависимости σ_1 от магнитного поля H в интервале от 2 до 4 Тл (вблизи $\nu = 2$) для разных значений T_0 . Из рисунка видно, что в зависимости от T_0 изменяются не только величина σ_1 в минимуме, но и концентрация примесей n_s в двумерном интерфейсном слое, так как минимумы проводимости достигаются в разных магнитных полях. Аналогичные результаты получены для σ_1 в магнитных полях, соответствующих фактору заполнения $\nu = 4$. На рис. 4 представлены зависимости σ_1 и σ_2 (a) и n_s (b) от величины T_0 при $\nu = 2$ для $T = 4.2$ К. Из рисунков видно, что чем выше T_0 , тем больше проводимости σ_1 и σ_2 и меньше концентрация n_s . При малых T_0 отношение проводимостей составляет $\sigma_2/\sigma_1 \approx 1.5$, при $T_0 \approx 30$ К — $\sigma_1 \approx \sigma_2$, а при более высоких T_0 — $\sigma_1 > \sigma_2$. Таким образом, в данном случае механизм ВЧ проводимости не является чисто прыжковым даже при малых T_0 , так как, согласно [4], для ВЧ прыжковой проводимости характерные значения отношения σ_2/σ_1 составляют 3–4. Убывание этого отношения с ростом T_0 свидетельствует о росте вклада в проводимость делокализованных электронов. Закономерности, наблюдавшиеся в образцах, модулированно легированных кремнием, аналогичны. При охлаждении образца от максимальной температуры $T_0 = 77$ К концентрация в интерфейсном слое была минимальной, $n_s = 1.2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, а проводимость σ_1 — максимальной. Эти значения не изменялись в течение 28 ч.

2.3. Зависимость от подсветки

Мы провели измерения акустоэлектрических эффектов в этих же гетероструктурах GaAs/Al $_{0.3}$ Ga $_{0.7}$ As в условиях подсветки образцов инфракрасным (ИК) излучением с разными длинами волн. Дозированная подсветка образцов микро светодиодами с длиной волны излучения $\lambda = 0.8$ –5 мкм осуществлялась помещением диодов в камеру с образцом, что позволяло менять (увеличивать) концентрацию носителей в двумерном слое небольшими порциями. Для подсветки использовались светодиоды [14] с длинами волны: 0.81, 1.44, 2.6 и 5.3 мкм. Оказалось, что имеется порог в энергии кванта ИК излучения, ниже которого замороженная высокочастотная прыжковая фотопроводимость не наблюдалась. Этот порог находится между 0.86 эВ ($\lambda = 1.44$ мкм) и 0.48 эВ ($\lambda = 2.6$ мкм). Зависимости σ_1 от H при последовательной подсветке δ -легированного образца с $n_s \approx 3.9 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ малыми дозами излучения светодиода с $\lambda = 0.81$ мкм приведены на рис. 5

($T = 4.2$ К, $f = 30$ МГц). Из рисунка видно, что значения σ_1 в минимумах при последовательных кратковременных (короче 10 с) актах облучения уменьшаются и достигаются в разных магнитных полях, что свидетельствует об изменении n_s .

На рис. 6 представлены характерные зависимости σ_1 и σ_2 от соответствующей концентрации n_s , полученные из кривых рис. 5. Из рисунка видно, что при дозированной последовательной подсветке образца увеличение концентрации n_s сопровождается уменьшением σ_1 и σ_2 , причем их отношение $\sigma_2/\sigma_1 \approx 3$ –4 при этом сохраняется фактически постоянным. Такие значения соответ-

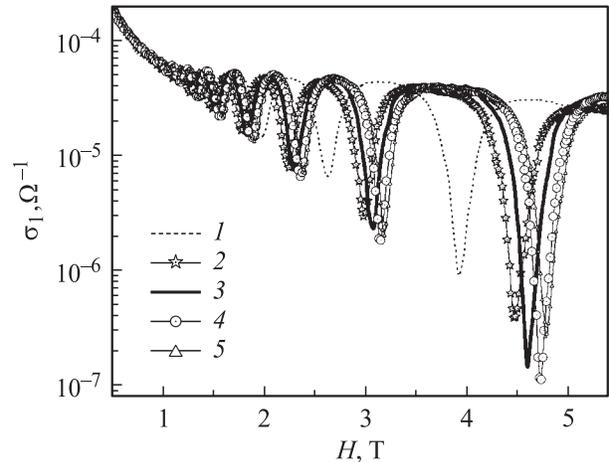


Рис. 5. Зависимости σ_1 от H после облучения образца с $n_s \approx 3.9 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. $\lambda = 0.81$ мкм, $T = 4.2$ К, $f = 30$ МГц. 1 — без облучения, 2–5 — последовательное дозированное облучение.

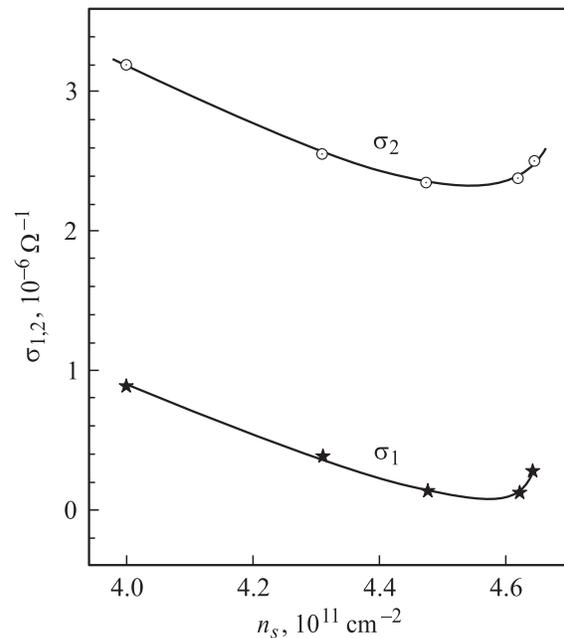


Рис. 6. Зависимости σ_1 и σ_2 от концентрации n_s . $\lambda = 0.81$ мкм, $T = 4.2$ К, $f = 30$ МГц, $n_s \approx 3.9 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, $\nu = 4$.

ствуют режиму ВЧ прыжковой проводимости [4]. Однако такое поведение наблюдается лишь до некоторого предельного значения n_s , после которого облучение почти не изменяет n_s , но сильно увеличивает проводимость.

2.4. Влияние деформации

Приведенные выше измерения акустоэлектрических эффектов проводились в такой конфигурации эксперимента, при которой образец свободно лежал на поверхности ниобата лития, слегка прижатый пружинкой. При такой постановке эксперимента деформация, связанная со звуковой волной, в образец не передается. В образец проникает лишь электрическое поле, сопровождающее волну деформации. Однако в этом эксперименте один из образцов был приклеен к ниобату лития специальной склейкой, способной передавать деформацию в образец. На рис. 7 представлены кривые: 1 — ВЧ проводимость σ_1 для образца, слегка прижатого пружинкой к подложке ниобата лития (медленное охлаждение), 2 — σ_1 для того же образца, приклеенного к ниобату лития (медленное охлаждение), 3 — σ_1 для образца, приклеенного к ниобату лития, после подсветки. Из кривых видно, что в приклеенном образце концентрация n_s уменьшается относительно исходной почти на 30%, а ВЧ проводимость гетероструктуры возрастает почти на 2 порядка, так что не наблюдается вклада прыжковой проводимости. Кратковременная подсветка инфракрасным светом (кривая 3) увеличивала n_s почти до исходной величины и возвращала образец в состояние с прыжковой проводимостью, однако значение $\sigma_1 = 3 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}$ в минимуме при этом было на порядок больше, чем в том же образце, свободно лежащем на подложке. Все выше сказанное относится к эффектам, наблюдаемым в магнитном поле при $\nu = 4$.

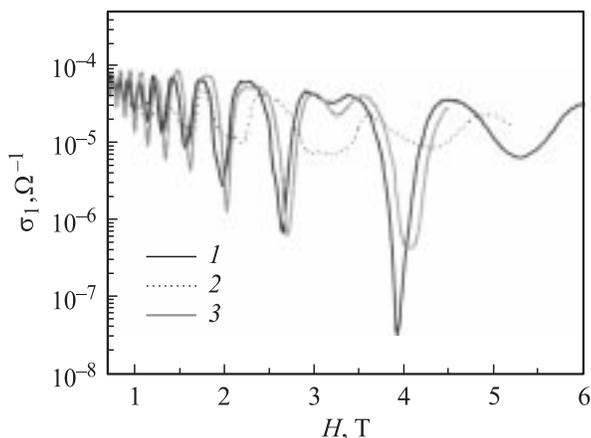


Рис. 7. Зависимости σ_1 от H : 1 — для образца с $n_s \approx 3.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, слегка прижатого пружинкой к подложке ниобата лития (медленное охлаждение), 2 — для того же образца, приклеенного к ниобату лития (медленное охлаждение), 3 — для образца, приклеенного к ниобату лития, после подсветки. $T = 1.5 \text{ К}$, $f = 30 \text{ МГц}$.

Известно [15], что гидростатическое давление, приложенное к гетероструктурам $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(\text{Si})$, уменьшает концентрацию носителей n_s и увеличивает подвижность свободных электронов. Это влияние обычно связывается с ростом заполнения глубоких $D\text{X}$ -центров при повышении давления (ростом термической энергии активации) и, соответственно, корреляции в расположении заряженных примесей.

Поскольку изменения концентрации в приклеенном к ниобату лития образце такие же, как в деформированном [16], то можно предполагать, что склейка при охлаждении производит его статическую деформацию, так как склейка и образец имеют разные коэффициенты расширения. Что касается динамической деформации, то очень малая мощность ПАВ, вводимая в образец, $\sim 10^{-8} \text{ Вт}$, производит деформацию $\sim 10^{-7}$, которая, по-видимому, не оказывает влияния на состояние образца. Величина же поглощения, связанного с деформационным взаимодействием ПАВ с электронами, на частотах 30–150 МГц также должна быть очень мала по сравнению с пьезоэлектрическим, наблюдаемым в этом эксперименте. Таким образом, можно считать, что приклеивание гетероструктуры $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ к подложке из ниобата лития аналогично воздействию на нее деформации.

3. Обсуждение результатов

Для определенности назовем „истинным“ то значение n_s в интерфейсном канале, которое возникает при медленном охлаждении образца в темноте, так как оно, по-видимому, ближе всего к равновесному. При этом сконцентрируемся на окрестностях малых четных целочисленных факторов заполнения (т.е. областях, где электроны локализованы) и не будем обсуждать спиновые эффекты.

Основные экспериментальные факты, относящиеся к этим областям и требующие объяснения, состоят в следующем.

1. Увеличение ВЧ проводимости и уменьшение n_s при росте температуры закалки T_0 (рис. 4).
2. Облучение образцов ИК излучением уменьшает σ_1 и σ_2 и увеличивает n_s (рис. 5 и 6).
3. Деформация уменьшает концентрацию n_s и увеличивает σ_1 (рис. 7).
4. Одной и той же концентрации n_s могут соответствовать разные значения σ_1 и σ_2 , полученные при разных способах охлаждения или воздействия на образец (рис. 8).
5. Наличие минимума на зависимостях σ_1 и σ_2 от n_s при ИК облучении (рис. 8).
6. Независимость σ_1 и σ_2 от H вблизи четного числа заполнения (рис. 9).

Чтобы объяснить перечисленные выше экспериментальные факты, необходимо проанализировать сложный

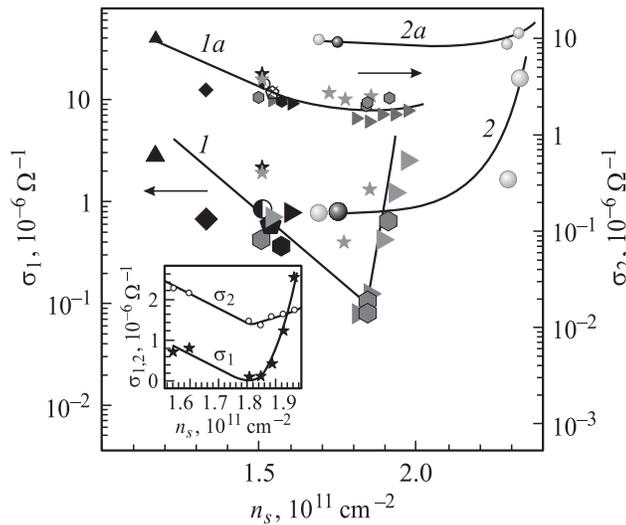


Рис. 8. Корреляция между компонентами ВЧ проводимости гетероструктуры σ_1 (большие значки, кривые 1 и 2), σ_2 (маленькие значки, кривые 1a и 2a) и концентрацией электронов в интерфейсном канале n_s . Значения σ_1 и σ_2 получены при разных процедурах охлаждения (темные значки) и последовательном облучении медленно охлажденного образца (светлые значки). $T = 1.5$ К, $f = 30$ МГц, $\nu = 2$. На вставке — зависимости $\sigma_1(n_s)$ и $\sigma_2(n_s)$ после облучения медленно охлажденного образца.

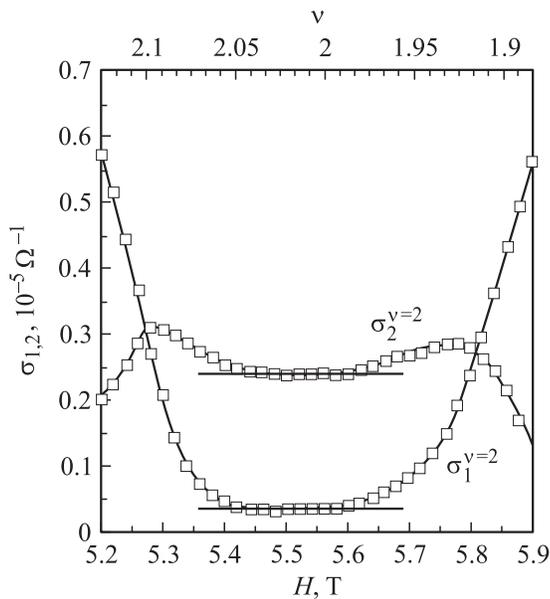
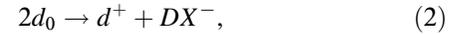


Рис. 9. Зависимости σ_1 и σ_2 от H вблизи $\nu = 2$ для образца с $n_s = 2.7 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. $f = 30$ МГц, $T = 1.5$ К (медленное охлаждение).

комплекс явлений, сопровождающих электронные переходы в исследуемых гетероструктурах. Согласно работе [17], кремний образует в сплавах $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ мелкие донорные уровни с энергией активации ~ 7 мэВ [17], связанные с зоной Г, и глубокие донорные DX^- -центры

с энергией активации ~ 80 мэВ [18], привязанные к минимуму зоны L, в результате реакции



где d_0 — нейтральный атом Si, d^+ — ион Si. В сильно легированном материале, где электроны образуют вырожденный газ, что соответствует нашим образцам, DX^- -центры могут образоваться в результате захвата двух электронов на ион:



причем если атомы Si, образующие мелкие уровни, замещают атомы Ga в решетке $AlGaAs$, то образование DX^- -центра приводит к смещению атомов Si в междоузлия и сопровождается деформацией решетки.

Таким образом, ситуация, при которой доноры в $Al_xGa_{1-x}As$ частично заняты электронами, соответствует наличию положительно заряженных d^+ и отрицательно заряженных ионов DX^- . Заполнение примесных донорных центров Si электронами происходит таким образом, чтобы минимизировать кулоновское взаимодействие между ними [16]. При этом возникает пространственная корреляция примесных центров. Корреляции в расположении зарядов примесей приводят к заметному уменьшению амплитуды случайного потенциала примесей [15]. Поскольку именно этот случайный потенциал ответствен за локализацию электронов в интерфейсном слое, корреляции в расположении примесей должны влиять и на прыжковую проводимость по этому слою.

При охлаждении образца происходит вымораживание носителей из зоны проводимости $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ на примесные состояния кремния и туннелирование их в двумерный интерфейсный слой.

Мы полагаем, что при резком охлаждении в образце замораживается распределение электронов при температуре закалки T_0 , существенно не изменяясь при дальнейшем понижении температуры до 4.2 К. Таким образом, σ_1 и n_s при $T = 4.2$ К в этих случаях фактически определяются значениями этих величин при $T = T_0$. Поэтому при высокой температуре закалки $T_0 = 77$ К малы как значения n_s , так и заселенность примесных уровней в барьере $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Видимо, при этой температуре еще не все электроны выморожены из зоны проводимости, поэтому проводимость осуществляется не только по интерфейсному слою с большой подвижностью, но и по зоне проводимости $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Эффекты локализации при этом еще слабо проявляются, и прыжковая проводимость отсутствует (рис. 4). Согласно нашему эксперименту, при понижении T_0 в любом из измеряемых образцов увеличивается концентрация n_s , растет амплитуда случайного потенциала, а также возрастает роль в проводимости локализованных состояний. При этом соответственно уменьшается проводимость по делокализованным состояниям. Отражением этих процессов является уменьшение ВЧ проводимости и

изменение отношения σ_1/σ_2 при уменьшении T_0 , о чем уже упоминалось выше.

Если предположить, что при $T = 4.2$ К после медленного охлаждения образца зона проводимости $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(\text{Si})$ полностью опустошена, то сумма концентраций электронов на примесных уровнях слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(\text{Si})$ и в интерфейсном слое должна равняться концентрации легирующей примеси Si в барьере $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Поэтому наблюдаемое в эксперименте под влиянием внешних воздействий изменение n_s происходит при изменении заполнения донорных уровней, следующих за этим перестройкой в расположении заряженных примесей (эффектов корреляции) и изменением амплитуды случайного потенциала.

Действительно, облучение образца инфракрасным светом приводит к опустошению донорных центров DX^- , о чем свидетельствует порог по энергии облучения, при котором возникает замороженная прыжковая ВЧ фотопроводимость. При этом n_s увеличивается, а σ_1 уменьшается. Это согласуется с вышеприведенными представлениями о соответствующем уменьшении заполнения примесных уровней, ослаблении эффектов корреляции в расположении примесных ионов [8,15], росте амплитуды случайного потенциала (рис. 5) и усилении роли эффектов локализации.

Противоположный эффект наблюдается при приложении к исследованному образцу деформации. Действительно, при этом уменьшается концентрация n_s , а ВЧ проводимость возрастает более чем на 2 порядка по отношению к „равновесному“ (рис. 7). К объяснению этого эффекта можно применять ту же схему: уменьшение n_s соответствует большему заполнению доноров, большому влиянию эффектов корреляции и соответственно меньшей амплитуде случайного потенциала (рис. 7, кривая 2). При малой величине этого потенциала почти отсутствует локализация электронов в двумерном интерфейсном канале, поэтому проводимость осуществляется делокализованными электронами, и режим прыжковой проводимости отсутствует. Объяснение влияния облучения ИК излучением на приклепанный образец ничем не отличается от приведенного выше.

При температуре 1.5 К в режиме квантового эффекта Холла уже все электроны локализованы как в интерфейсном слое, так и в барьере, и прыжковая проводимость становится основным механизмом. Сильное изменение величины ВЧ проводимости при внешних воздействиях (в магнитных полях, соответствующих середине холловского плато) подтверждает предположение [4], что прыжковая проводимость интерфейсного слоя шунтируется прыжковой проводимостью по слою $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, легированному Si.

Вопрос о механизме прыжковой ВЧ проводимости по локализованным состояниям в барьере $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(\text{Si})$ до конца не ясен. Согласно работе [19], ВЧ прыжковая проводимость может осуществляться прыжками пары электронов как целого. Однако, по-видимому, вероятность такого процесса невелика. Одноэлектронные

прыжки по мелким донорным уровням могут также играть заметную роль. Поскольку эти уровни не могут быть полностью заполнены электронами из-за наличия интерфейсного слоя, всегда должна найтись пара ионизованных примесей с одним электроном (двухузельная модель), между которыми могут происходить прыжки электронов.

Оценим величину ВЧ прыжковой проводимости за счет одноэлектронных перескоков между мелкими донорными уровнями примесной зоны, образованной Si в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, используя модель релаксационного поглощения в двухузельном приближении [2–4]. Для этого механизма имеем зависимость

$$\sigma_1 = \frac{\pi^2}{2} \frac{g^2 \xi^3 \omega e^4}{\epsilon_s} \left(L_T + \frac{L_\omega}{2} \right)^2. \quad (4)$$

Здесь g — одноэлектронная плотность состояний на уровне Ферми, ξ — длина локализации, e — заряд электрона, ϵ_s — диэлектрическая постоянная GaAs; $L_T = \ln J_0/kT$, J_0 — типичная величина интеграла перекрытия порядка боровской энергии; $L_\omega = \ln(1/\omega\tau_0)$, где τ_0 — время переселения пар при перескоках, определяемое механизмом взаимодействия электронов с фононами. В случае пьезоэлектрического взаимодействия $\tau_0 \approx 10^{-11}$ с. Радиус состояния a_B оценим, используя величину энергии активации для мелких уровней $E \approx 7$ мэВ [17]: $a_B = \sqrt{\hbar/m^*E} \approx 9 \cdot 10^{-7}$ см. Тогда ширина примесной зоны грубо оценивается как $\Delta E \approx e^2/\epsilon_s a_B \approx 14$ мэВ. Согласно этой оценке, примесная зона практически перекрывается с зоной проводимости, что делает дальнейшие оценки очень грубыми. При полной концентрации Si в барьере $N = 10^{12}$ см $^{-2}$ величина $n_s \approx 1.5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Если считать, что в результате реакции (2) концентрация примесей Si, образующих мелкие примесные центры, в 2 раза меньше N , то $N_{d^+} \approx 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Имея в виду полученные значения, для плотности состояний в примесной зоне получаем $g = N_{d^+}/\Delta E \approx 3.6 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ мэВ $^{-1}$.

В результате расчет по формуле (4) для $f = 30$ МГц дает величину $\sigma_1 \approx 9 \cdot 10^{-8}$ Ом $^{-1}$, что разумно согласуется с экспериментом.

Ясно, что ВЧ прыжковая проводимость должна зависеть от количества пар, на которых локализован один электрон. Если все примесные уровни заняты электронами или полностью опустошены, то прыжковая проводимость должна быть равна нулю. Таким образом, ВЧ прыжковая проводимость максимальна при некотором промежуточном заполнении уровней. Поэтому уменьшение прыжковой проводимости при облучении образца или при разной скорости охлаждения легко объяснить изменением заполнения локализованных электронных состояний, т. е. числа пар, участвующих в ВЧ прыжковой проводимости.

На рис. 8 представлены все результаты, полученные на образце с $n_s \approx 1.5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ при разных температурах закалики T_0 (темные значки) и после облучения медленно

охлажденного образца (светлые значки), построенные в координатах $\sigma_{1,2}(n_s)$. Из рисунка видно, что значения σ_1 (большие значки) и σ_2 (маленькие значки), хотя и с большим разбросом, представляются „универсальными“ кривыми 1 и 1а соответственно (кривые проведены от руки). При другом способе охлаждения, когда образец перед заливкой гелия в течение суток находился при $T = 77$ К, соответствующие данные представляются кривыми 2 и 2а. Разброс точек показывает, что процессы заполнения электронами примесных уровней и двумерного интерфейсного канала происходят неким случайным образом, и, таким образом, образец помнит свою „историю“. Этот результат согласуется с утверждениями, высказанными в работах [15,16]. Вставка на рис. 8 сопоставляет изменения σ_1 и σ_2 с изменениями n_s при облучении образца короткими порциями ИК излучения. Видно, что изменением n_s в диапазоне $(1.5-1.8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответствует уменьшение σ_1 и σ_2 при сохранении соотношения $\sigma_2/\sigma_1 = 3-4$. Это соответствует режиму ВЧ прыжковой проводимости. При дальнейшем увеличении n_s (более $1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) σ_1 начинает расти гораздо быстрее, чем σ_2 , и режим прыжковой проводимости разрушается. Этот факт мы связываем с опустошением примесных центров DX^- и развитием проводимости посредством делокализованных носителей.

На рис. 9 приведены зависимости σ_1 и σ_2 вблизи магнитного поля, соответствующего $\nu = 2$, для медленно охлажденного модулированно легированного образца с $n_s = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Видно, что эти величины почти не зависят от H . Если прыжковая проводимость осуществляется по примесной зоне, образованной мелкими донорными центрами, то в соответствии с расчетами, приведенными выше, магнитная длина $l_H > a_B$ вплоть до полей 6 Тл. Таким образом, выполняется условие слабого поля. Именно поэтому зависимость от магнитного поля слабая и в малом интервале магнитных полей не проявляется.

Подводя итог, можно утверждать, что сильное влияние внешних воздействий на прыжковую ВЧ проводимость и независимость ее от магнитного поля вблизи малых четных факторов заполнения наряду с несоответствием теоретическим предсказаниям значения длины локализации ξ [5,20] свидетельствуют о том, что в этих областях магнитных полей ВЧ прыжковая проводимость полностью определяется слоем $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, легированным Si.

Это обстоятельство дает нам возможность определить ВЧ прыжковую проводимость по интерфейсному слою методом экстраполяции. Вернемся к рис. 9. Если проводимости $\sigma_1^{\nu=2} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}$ и $\sigma_2^{\nu=2} = 2.4 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1}$ полностью определяются слоем $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, то вклады интерфейсного слоя в σ_1 и σ_2 вблизи $\nu = 2$ составляют $F_{1,2} = \sigma_{1,2} - \sigma_{1,2}^{\nu=2}$. Зависимости $\lg F_{1,2}$ от ν вблизи $\nu = 2$ показаны на рис. 10. Обе зависимости могут быть экстраполированы к $\nu = 2$ линейными функциями. Такая экстраполяция дает $F_1^{\nu=2} = 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$ и

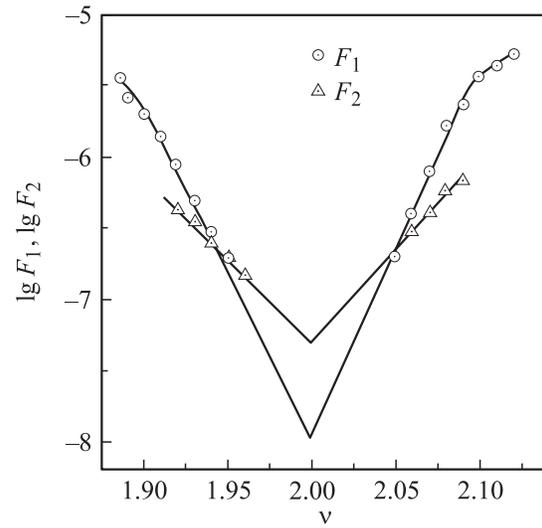


Рис. 10. Зависимости $\lg F_1$ и $\lg F_2$ от числа заполнения ν вблизи $\nu = 2$. $f = 30$ МГц, $T = 1.5$ К.

$F_2^{\nu=2} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$. Необходимо отметить, что данные значения $F_{1,2}^{\nu=2}$ почти на 2 порядка меньше экспериментальных значений $\sigma_{1,2}^{\nu=2}$. Если использовать эти значения $F_{1,2}^{\nu=2}$ для определения длины локализации, то получим $\xi = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, что в 2 раза меньше, чем ширина спейсера, и близка к значению магнитной длины в этом магнитном поле. Эта оценка позволяет использовать „двухузельную“ модель для анализа высокочастотной прыжковой проводимости в двумерном интерфейсном канале в режиме целочисленного квантового эффекта Холла.

4. Заключение

В работе были исследованы гетероструктуры $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As\langle Si \rangle$ с подвижностью $\sim 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 4.2$ К. В этих гетероструктурах наблюдается на постоянном токе ярко выраженный целочисленный квантовый эффект Холла. Это по существу означает, что проводимость на постоянном токе целиком определяется двумерным интерфейсным слоем. Совершенно другая ситуация имеет место для ВЧ проводимости этих гетероструктур при низких температурах. В работе показано, что в этих гетероструктурах внешние воздействия — облучение ИК светом, деформация и разные способы охлаждения образцов — оказывают очень сильное влияние как на ВЧ проводимость вблизи середин холловских плато, так и на концентрацию электронов n_s . Этот факт, так же как и большая величина ВЧ проводимости при низких температурах после медленного охлаждения образцов, дает основание заключить, что ВЧ прыжковая проводимость происходит по примесной зоне, образованной мелкими донорными уровнями в слое $Al_{0.3}Ga_{0.7}As\langle Si \rangle$. Вклад этого эффекта заметно превышает прыжковую проводимость по интер-

фейсному слою в магнитных полях, соответствующих малым целым четным факторам заполнения, и поэтому шунтирует последнюю. Полученные результаты удается понять качественно, пользуясь известной концепцией DX^- -центров в сплавах $Al_{0.3}Ga_{0.7}As(Si)$.

В работе предложен метод, позволяющий определять как ВЧ прыжковую проводимость, так и длину локализации ξ в двумерном интерфейсном слое по результатам одновременного измерения поглощения и скорости ПАВ как функции магнитного поля.

Следует заметить, что разброс данных по определению концентрации и подвижности носителей в таких и аналогичных гетероструктурах наблюдался и при измерениях на постоянном токе. Из наших данных следует, что этот разброс может быть связан с разными режимами охлаждения образцов.

Работа осуществлена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-17891), грантов Президиума РАН, NATO-CLG.979355, гранта Президента РФ № НШ-2200.2003.2, а также при частичной поддержке US DOE Office of Science, грант W-31-109-ENG-38.

Список литературы

- [1] R.E. Prange, S.M. Girvin, eds. *The Quantum Hall Effect*, second edition (Springer-Verlag, N.Y., 1990).
- [2] M. Pollak, T. Geballe. *Phys. Rev.*, **122**, 1742 (1961).
- [3] А.Л. Эфрос. *ЖЭТФ*, **89**, 1834 (1985).
- [4] I.L. Drichko, A.M. Diakonov, I.Yu. Smirnov, Yu.M. Galperin, A.I. Toropov. *Phys. Rev. B*, **62**, 7470 (2000).
- [5] M. Furlan. *Phys. Rev. B*, **57**, 14 818 (1998).
- [6] P.M. Mooney. *J. Appl. Phys.*, **67**, R1 (1990).
- [7] D.V. Lang, R.A. Logan. *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 635 (1977).
- [8] E. Buks, H. Heiblum, H. Shtrikman. *Phys. Rev. B*, **49**, 14 790 (1994).
- [9] I.L. Drichko, A.M. Diakonov, Yu.M. Galperin, A.V. Patsekina, I.Yu. Smirnov, A.I. Toropov. *Proc. 9th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“* (St. Petersburg, Russia, June 17–22, 2001) p. 582.
- [10] I.L. Drichko, A.M. Diakonov, V.V. Preobrazenskii, I.Yu. Smirnov, Yu.M. Galperin, A.I. Toropov. *Proc. 10th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“* (St. Petersburg, Russia, June 17–22, 2002) p. 520.
- [11] I.L. Drichko, A.M. Diakonov, V.V. Preobrazenskii, I.Yu. Smirnov, Yu.M. Galperin, A.I. Toropov. *Physica E*, **17**, 276 (2003).
- [12] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, А.М. Крещук, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов. *ФТП*, **31**, 451 (1997).
- [13] И.Л. Дричко, И.Ю. Смирнов. *ФТП*, **31**, 1092 (1997).
- [14] N.V. Zotova, S.A. Karandashev, D.A. Matveev, A.V. Pentsov, S.V. Slobodchikov, N.N. Smirnova, N.M. Stus', G.N. Talalakin, I.I. Markov. *Proc. 1991 Optoelectronic sensors based on narrow band A^{III}B^V alloys, Chemical, Biochemical and Environmental Fiber Sensors* (Boston) III SPIE 1587, p. 334.
- [15] T. Suski, P. Wiśniewski, I. Gorczyca, L.H. Dmowski, R. Piotrkowski, P. Sobkowicz, J. Smoliner, E. Gornik, G. Böhm, G. Weimann. *Phys. Rev. B*, **50**, 2723 (1994).
- [16] W. Knap, W. Zduniak, L.H. Dmowski, S. Contreras, M.I. Dyakonov. *Phys. St. Sol.*, **198**, 267 (1996).

- [17] D.J. Chadi, K.J. Chang. *Phys. Rev. B*, **39**, 10 063 (1989).
- [18] N. Chand, T. Henderson, J. Klem, W.T. Masselink, R. Fisher, Yia-Chung Chang, H. Morkoç. *Phys. Rev. B*, **30**, 4481 (1984).
- [19] M. Foygel, A.G. Petukhov, A.S. Andreev. *Phys. Rev. B*, **48**, 17 018 (1993).
- [20] M.M. Fogler, A.Yu. Dobin, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. B*, **57**, 4614 (1998).

Редактор Т.А. Полянская

Role of the Si-doped Layers $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ in the High Frequency Conductivity of $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ Heterostructures in the Quantum Hall Effect Regime

I.L. Drichko*, A.M. Diakonov*, I.Yu. Smirnov*, Yu.M. Galperin*†, V.V. Preobrazenskii‡, A.I. Toropov‡

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

† University of Oslo, Norway,
and Argonne National Laboratory, USA

‡ Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Department of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract We study the high-frequency (AC) conductance of Si δ - and modulated doped $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ heterostructures in the integer quantum Hall effect (QHE) regime, using acoustic methods. Both the real σ_1 and the imaginary σ_2 parts of the complex conductivity, $\sigma(\omega, H) = \sigma_1 - i\sigma_2$, are determined from the experimentally observed magnetic field dependencies of the velocity and the attenuation of a surface acoustic wave (SAW). We demonstrate that in structures with carrier density $n_s = (1.3-7) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ and mobility $\mu = (1-2) \cdot 10^5 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ the AC conductance near the QHE plateau centers is due to electron hopping between localized states. An important feature is that at filling factors 2 and 4, the conductance in $Al_{0.3}Ga_{0.7}As(Si)$ layer efficiently shunts the conductance in the two-dimensional interface layer. We have developed a method to separate these two contributions to AC conductivity. The localization length in the interface layer is estimated within the context of a nearest neighbor-hopping model. Another important result is that in a near middle of the Hall plateaus $\sigma(\omega, H)$ and the sheet electron density, n_s , turns out to be dependent on the sample's cooling rate. As a result, the sample „keeps memory“ of the cooling conditions. An infrared illumination, as well as static strain, also changes both $\sigma(\omega, H)$ and n_s . We attribute this behavior to two-electron defects (so-called DX^- -centers) located in the $Al_{0.3}Ga_{0.7}As(Si)$ layer.