

АНИЗОТРОПИЯ КИНЕТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С 2D-ЭЛЕКТРОНАМИ НА СИЛЬНО РАЗОРИЕНТИРОВАННЫХ ПОДЛОЖКАХ

Кадушкин В. И., Сеничкин А. П.

Выращены селективно легированные гетероструктуры $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x=0.30$) с 2D-электронами на vicинальных гравях полуизолирующего GaAs. Исходные поверхности подложек содержали примеси — углерод и кислород (5.5—20 и 12—89 % к пику галлия оже-спектра). Концентрация и подвижность носителей в двумерном канале гетероструктуры $n_s=(2.7\div 0.55)\cdot 10^{12}$ см⁻² и $\mu=7.59\text{—}1.1$ м²/В·с. Измерены температурная зависимость проводимости, классическое магнитосопротивление ($T=4.2$ и 77 К), квантовые осцилляции Шубникова—де-Гааза поперечного магнитосопротивления в магнитном поле до 7.2 Т, $T=4.2$ К. Обнаружена анизотропия электрофизических свойств ГСЛ по направлениям [110] и $\bar{[110]}$. Прямыми опытами показано, что анизотропия свойств (явлений переноса) обусловлена анизотропией подвижности и не связана с перераспределением концентрации носителей в двумерном канале на профилированной поверхности гетероструктуры. Столкновительный характер анизотропии подтверждается и анизотропией температуры Дингла по направлениям [110] и $\bar{[110]}$. Обсуждаются физические модели, которые могут вызвать анизотропию в явлениях переноса электронов в двумерном канале на профилированной поверхности полупроводника.

Полупроводниковые электронные системы с пониженной размерностью в последнее время вызывают необычайный интерес [1]. Понижение размерности обнаруживает у электронов новые качества, имеющие как фундаментальный, так и прикладной аспекты.

Известны реализации квазиодномерной проводимости, например, в гетероструктурах с 2D-электронами методами субмикронной (электронной и ионной) литографии [2–5].

Авторами [6] показано, что в двумерном канале гетероструктуры с профилированной поверхностью границы раздела гетероперехода (протяженные террасы на vicинальной грани) следует ожидать перераспределения электронной плотности n_s и, как следствие этого, одномерной проводимости или ее анизотропии.

Анизотропия электрофизических свойств экспериментально наблюдалась в гетероструктурах с 2D-электронами на слабо ($1\text{—}2^\circ$) разориентированных подложках [7–9] и на подложках с сильной разориентацией [10]. Таким образом, вопрос о природе анизотропии свойств двумерных полупроводниковых электронных систем с профилированной поверхностью остается открытым и актуальным в связи с реализацией квазиодномерной проводимости альтернативными методами [2–5]. В связи с этим нами выполнены исследования кинетических эффектов в селективно легированных гетероструктурах $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с 2D-электронами на сильно разориентированных подложках.

1. Тестовые структуры

Техника и методика эксперимента. Экспериментальному исследованию подвергнуты гетероструктуры $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с двумерным электронным газом, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на vicинальной грани GaAs, разориентированной от плоскости (100) на углы до 10° . Компо-

зиционно они (структуры) выполнены в виде сэндвича, включающего в себя буфер i -GaAs (≈ 1 мкм), нелегированную прослойку (спейсер) $Al_xGa_{1-x}As$ с $x \approx 0.28-30$ ($70-120$ Å), легированный кремнием до уровня $2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ слой n - $Al_xGa_{1-x}As$ ($400-600$ Å) и контактный слой n^+ -GaAs ($200-300$ Å). В отдельных случаях буфер был составной (i -GaAs/ i - $Al_xGa_{1-x}As$). Толщины слоев и качество поверхности во время роста контролировались по осцилляциям интенсивности нулевого рефлекса дифракции быстрых электронов. Некоторые параметры ГСЛ приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

№ ГСЛ	Примесь, % к Ga	$n_s, 10^{12}$ см $^{-2}$		$\mu, \text{M}^2/\text{B} \cdot \text{c}$		№ ГСЛ	Примесь, % к Ga	$n_s, 10^{12}$ см $^{-2}$		$\mu, \text{M}^2/\text{B} \cdot \text{c}$	
		300 К	77 К	300 К	77 К			300 К	77 К	300 К	77 К
624	16 (O)	1.09	0.88	0.59	5.68	625	89 (O)	1.24	0.86	0.33	1.90
626	18 (O)	1.05	0.85	0.55	5.47	639	58 (O)	2.30	2.70	0.74	1.10
629	25 (O)	1.36	1.03	0.52	4.70	672	5.5 (C)	1.34	0.97	0.40	7.59
634	35 (O)	2.50	0.87	0.30	3.03	670	11 (C)	1.61	1.49	0.46	2.72
636	31 (O)	1.30	0.84	0.32	2.70	673	7.4 (C)	2.76	0.66	0.10	1.79
627	89 (O)	3.10	1.10	0.20	2.59	667	16 (C)	1.35	—	0.46	—

Для усиления эффекта анизотропии структуры выращивались на подложках GaAs с различным содержанием остаточных примесей, определяемых по спектрам относительно пика галлия: углерод — 5.5—20, кислород — 12—89 %.

Морфология структур изучалась с помощью просвечивающего электронного микроскопа методом угольных реплик с оттенением золотом.

Кинетические эффекты исследовались на длинных узких образцах, вырезанных вдоль направлений $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ (отношение длины к ширине от 3 до 7). Измерения выполнялись также на образцах в геометрии Ван-дер-Пау и в форме двойного холловского моста, изготовленных методом фотолитографии. Контакт к двумерному каналу достигался вжиганием индия в атмосфере водорода (азота) или напылением Ge/Au с последующей термокомпрессией.

Для измерений гальваномагнитных и температурных характеристик применялась обычная экспериментальная техника — сверхпроводящий соленоид с максимальной индукцией $B=7.2$ Т и стабильностью 10^{-4} Т/ч. Температурный режим контролировался термопарой Fe—FeCu с чувствительностью 0.1 К в диапазонах от 4.2 до 20, от 0.5 до 20—90 и от 1 до 80—300 К. «Уход» температуры в процессе измерений в режиме $T=\text{const}$ составлял не более 0.5 К/ч. Электрофизические измерения проводились на постоянном токе и в режиме постоянного тока. Специальными методами образцы юстировались с точностью до 10° разориентации вектора B от нормали к плоскости поверхности образца.

Все измерения выполнены в записи на двухкоординатном самописце Н307.

Измерены температурные зависимости проводимости, классическое магнитосопротивление (при 77 и 4.2 К), осцилляции Шубникова—де-Гааза (при 4.2 К) компонент поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} и ρ_{xy} , вольт-амперные характеристики проводимости.

2. Экспериментальные результаты

А. Низкотемпературная проводимость. На рис. 1, а, б представлены результаты измерения температурных зависимостей проводимости длинных узких образцов ГСЛ с различным содержанием на исходной поверхности подложки углерода и кислорода. Зависимости $\sigma(T)$, приведенные к $\sigma_0 = \sigma(T_0)$, $T_0 = 273$ К, имеют вид, характерный для структур с двумерным газом $[^{11-13}]$, и обнаруживают анизотропию, величина которой коррелирует с подвижностью носителей (табл. 1) и количеством содержания примесей на исходной подложке. Обращает на себя внимание близость абсолютных величин $\Delta\sigma/\sigma_0$ для обеих серий

структур. Однако это не указывает на причину анизотропии проводимости: $\sigma = n_e e \mu$.

Б. Классическое магнитосопротивление. На рис. 2, а, б представлены зависимости относительного изменения поперечного магнитосопротивления от квадрата индукции магнитного поля B^2 при $T=77$ К. Характер анизотропии ρ_{xx} коррелирует с данными по измерению $\sigma(T)$, а именно эффект анизотропии сильнее проявляется для высокоподвижных структур.

В. Квантующие магнитные поля. Результаты измерений поперечного магнитосопротивления ГСЛ на углерод- и кислородсодержащих подложках, представленные на рис. 3—5, иллюстрируют основные особенности низкотемпературного магнитотранспорта. Это прежде всего анизотропия в классическом слабом магнитном поле (начальные участки кривых). Графический анализ осцилляций,

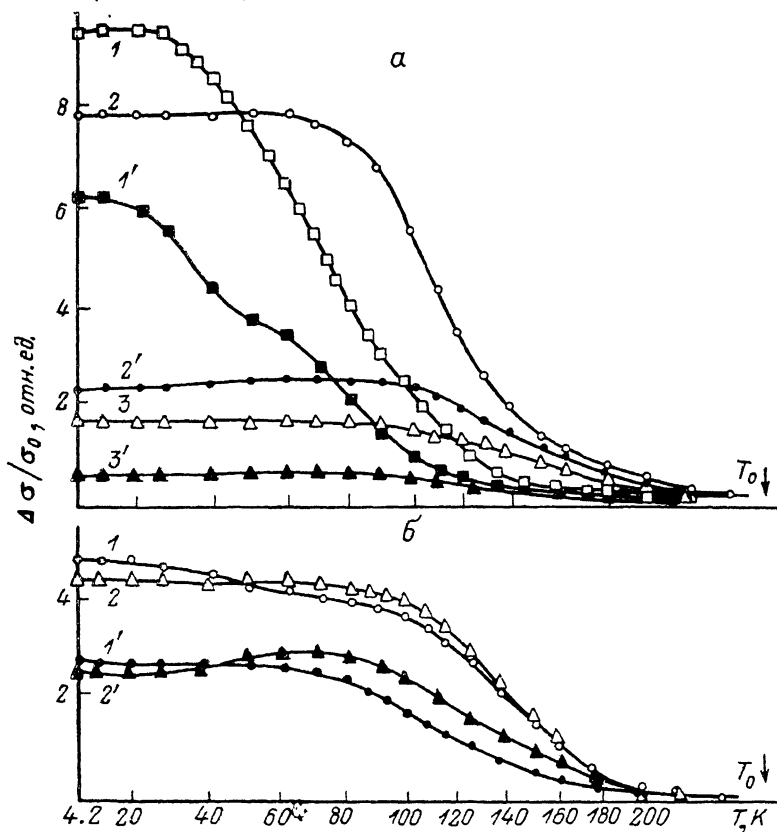


Рис. 1. Анизотропия низкотемпературной проводимости ГСЛ с различными концентрациями углерода (а) и кислорода (б) на исходной поверхности.

№ образца: а) 1, 1' — 672, 2, 2' — 670, 3, 3' — 667; б) 1, 1' — 629, 2, 2' — 636; 1—3 — [110], 1'—3' — $[1\bar{1}0]$; $T_0 = 273$ К.

выполненный аналогично [14], обнаруживает анизотропию классического магнитосопротивления в сильном поле $\rho_{xx}^{\text{кл}}$. На рис. 3 в осцилляционных кривых восстановлено положение монотонной компоненты ρ_{xx} (штриховые линии), которые суть $\rho_{xx}^{\text{кл}}$ в условиях $\mu B \gg 1$. Осцилляционные экстремумы магнитосопротивления по направлению [110] сдвинуты в область меньших магнитных полей относительно экстремумов для направления $[1\bar{1}0]$. В [13] показано, что положение экстремума (максимума) магнитосопротивления, определяемого условием резонанса $\xi = \hbar\omega (N + 1/2)$, с учетом петлевого столкновительного уширения Ландау смещается на область меньших магнитных полей. Величина смещения $1/B_N \sim [1 + 0.53 \sqrt{kT_D / \hbar\omega}]$. В самом деле, затухание квантования из-за столкновений по направлениям [110] и $[1\bar{1}0]$ существенно различается. Это показано на рис. 5, где представлены результаты для ГСЛ 625 (85% О). Амплитуда осцилляций δ затухает в функции $1/B$ по экспоненциальному закону с разным

наклоном для направлений $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$. Это видно из графика Дингла (рис. 6, зависимости $I-4$). Учет множителя $x/\text{sh } x$ ($x=2\pi^2 kT/\hbar\omega$) не влияет на изменение экспоненциальности, но влияет на наклон зависимости δ от $1/B$ ($1'-4'$). Следовательно, затухание осцилляций по направлениям $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ определяется различными величинами температуры Дингла T_D .

На рис. 7 приведены данные, из которых следует, что анизотропия эффектов переноса в квантующем магнитном поле обусловлена не перераспределением электронной плотности в двумерном канале гетероструктуры на профилированной поверхности полупроводника. На этом рисунке показана зависимость положений экстремумов по обратному магнитному полю $1/B_L$ от квантового номера уровня Ландау N , определяемого условием резонанса.

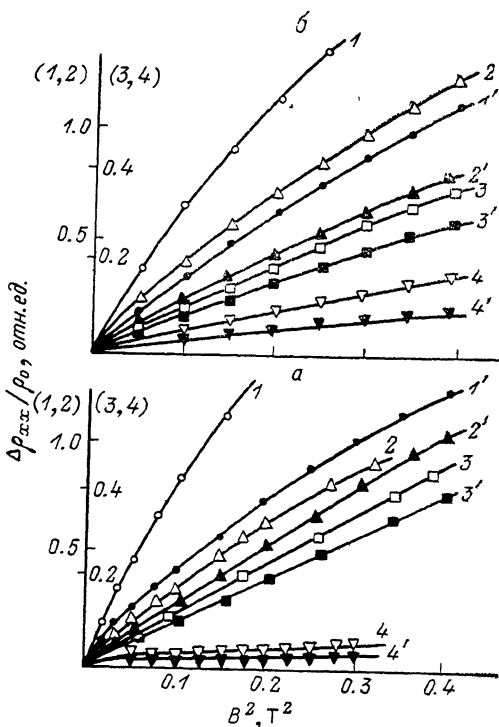


Рис. 2. Анизотропия поперечного магнитоопротивления в классическом магнитном поле при 77 К.

№ образца: а) 1, 1' — 672, 2, 2' — 673, 3, 3' — 670, 4 — 667; б) 1, 1' — 626, 2, 2' — 629, 3, 3' — 636, 4, 4' — 639; 1—4 — $[110]$, 1'—4' — $[\bar{1}\bar{1}0]$.

3. Обсуждение результатов

Первое, что следует отметить, это отсутствие в наших экспериментах (в пределах погрешности измерений) указаний на перераспределение электронной плотности по исследованным направлениям $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$. Электронно-микро-

Таблица 2

№ ГСЛ	$\Delta(1/B)$, T^{-1} [110] ([$\bar{1}\bar{1}0$])	n_s , 10^{11} cm^{-2} [110] ([$\bar{1}\bar{1}0$])	T_D , К		γ , отн. ед.	
			[$\bar{1}\bar{1}0$]	[110]	T_D	σ
624	0.078	6.20	2.7	2.2	1.2	2.0
626	0.078	6.20	6.6	1.5	4.5	4.2
634	0.086 (0.079)	5.64 (6.14)	5.4	2.2	2.5	2.9
627	0.080 (0.076)	6.06 (6.37)	3.6	2.4	1.5	1.2
625	0.078	6.20	15.4	4.9	1.8	1.4
639	0.051	9.50	29.1	16.8	1.7	1.8
672	0.100	4.85	7.2	4.5	1.6	1.5
670	0.060	8.10	16.5	12.4	1.3	3.4
667	0.050	9.70	12.1	10.1	1.2	1.5

скопический анализ морфологии поверхности выращенных гетероструктур выявил направленный рельеф в виде фасеток в направлении $[\bar{1}\bar{1}0]$ с поперечным размером ≈ 1 мкм.

Равновесное электростатическое состояние на профилированной поверхности с двойным электрическим слоем достигается перераспределением подвижных $2D$ -электронов в проводящем канале. Это сопровождается соответствующим перераспределением положительного заряда в слое $Al_xGa_{1-x}As(Si)$ за счет пере-

зарядки доноров. Возникающий при этом градиент $\nabla_{[110]}\xi$ приводит к модуляции формы зонной диаграммы гетероперехода в направлении $[110]$, которая компенсирует $\nabla_{[110]}\xi$ и обеспечивает $\xi = \text{const}$ в плоскости двумерного канала.

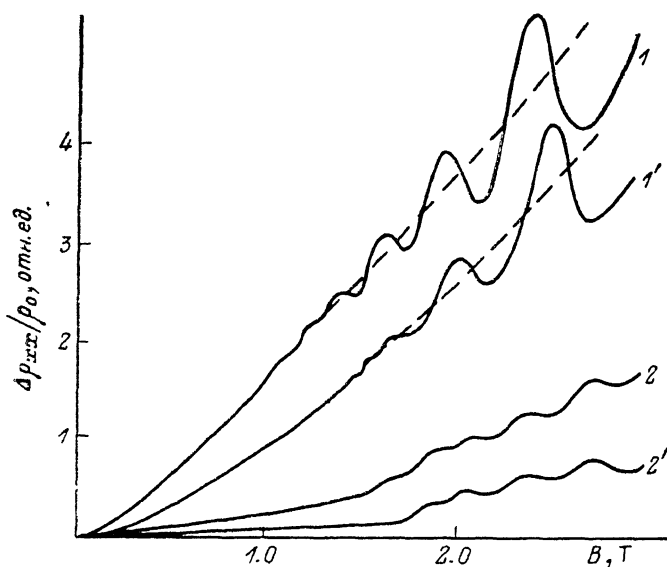


Рис. 3. Фрагменты осцилляционных кривых, иллюстрирующих анизотропию магнитосопротивления структур.

№ ГСЛ: 1, 1' — 672, 2, 2' — 667; 1, 2 — $[110]$, 1', 2' — $[1\bar{1}0]$; $T=4.2$ К.

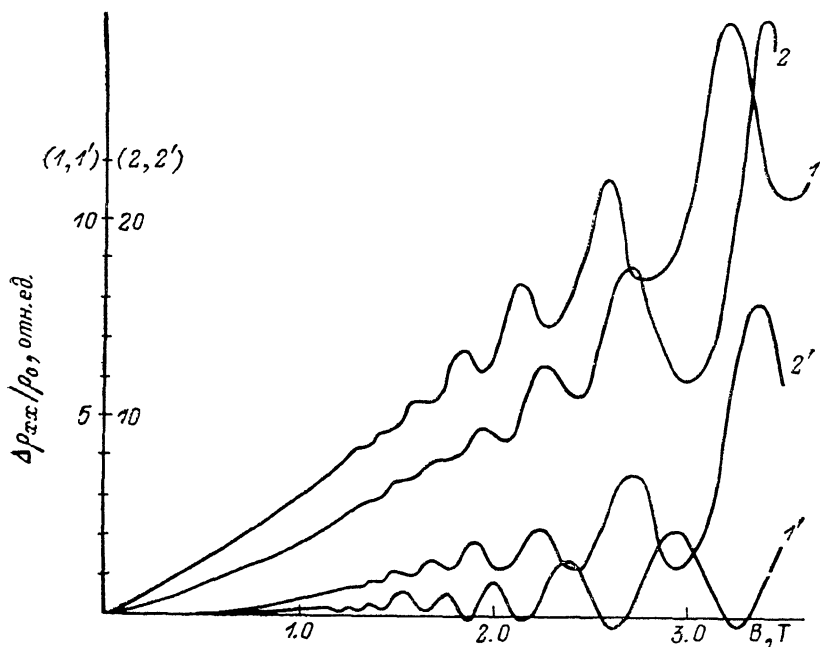


Рис. 4. Анизотропия квантовых осцилляций поперечного магнитосопротивления ГСЛ с 2D электронами на кислородсодержащих подложках.

№ ГСЛ: 1, 1' — 624, 2, 2' — 629, 1, 2 — $[110]$, 1', 2' — $[1\bar{1}0]$; $T=4.2$ К.

Рассмотрим возможные механизмы анизотропии подвижности.

На вращальной грани полупроводника подложки возможны выходы плоскостей различной ориентации, соответствующие некоторой совокупности индексов Миллера [16]. Поэтому не исключена возможность присутствия уча-

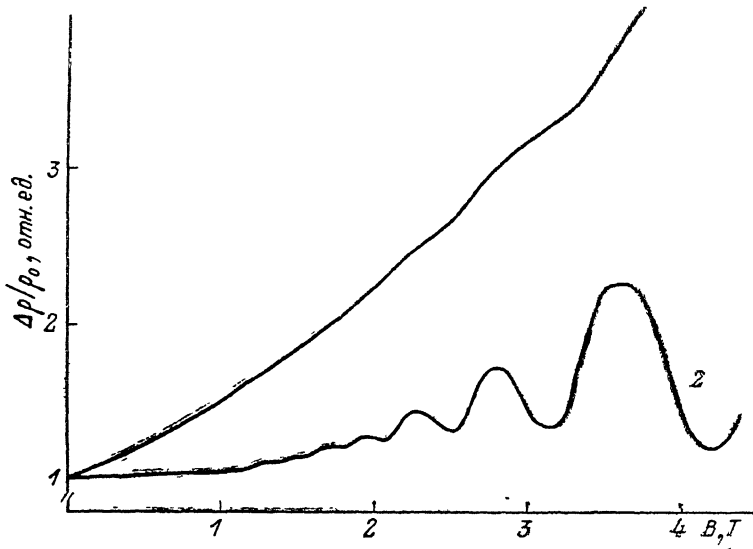


Рис. 5. Сильная анизотропия затухания квантования Ландау ГСЛ с $2D$ -электронами на кислородсодержащей подложке с разориентацией.

Структура 625 (89 % O); 1 — $[110]$, 2 — $[1\bar{1}0]$; $T=4.2$ К.

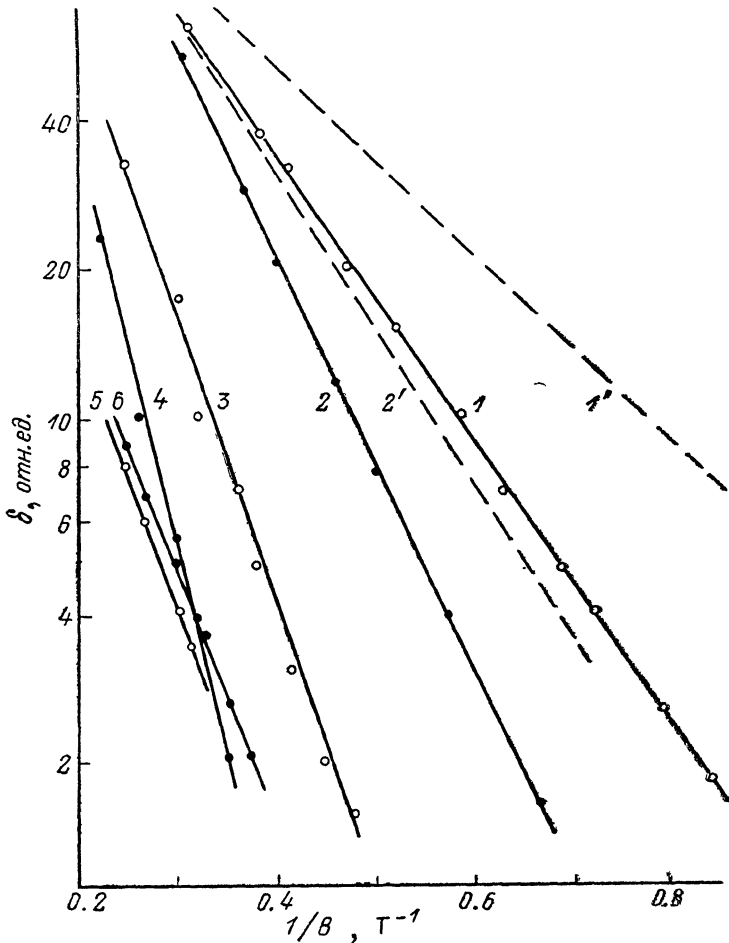


Рис. 6. Зависимость нормированной амплитуды осцилляций от обратного магнитного поля (график Дингла) разных образцов с учетом ($1'$, $2'$) и без учета (1 — 6) нормировки на множитель x/shx .

№ образца: 1, 2 — 672, 3, 4 — 670, 5, 6 — 667; 1, 3, 5 — $[1\bar{1}0]$, 2, 4, 6 — $[110]$; $T=4.2$ К.

стков плоскости [311], росты на которой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Si})$ обнаруживают дырочную проводимость [17]. Эти области p -типа, естественно, искажают потенциальный рельеф и выступают как рассеивающие центры, ориентированные преимущественно в [110]. В этом случае в релаксацию электронов рассеяние на p -областях входит дополнительно к фоновому и примесному как независимый компонент:

$$\mu^{-1} = \mu_{ph}^{-1} + \mu_{ei}^{-1} + \mu_p^{-1}. \quad (1)$$

Однако вид зависимостей $\sigma(T)$ структур с анизотропией (рис. 1) и структур, выращенных на сингулярных гранях (001) [12], свидетельствует о том, что вклад от дополнительного механизма маловероятен (хотя и не исключен).

Более правдоподобное объяснение наблюдаемого эффекта состоит в следующем. Рельеф исходной поверхности подложки имеет вид вытянутых в направлении [110] террас с ориентацией (001). Температурный предростовый отжиг сопровождается преимущественно очисткой от примесей протяженных областей ориентации (001). С границ раздела «уход» примесей менее вероятен из-за большей величины энергии связи. Рост ГСЛ конгруэнтно повторяет рельеф исходной поверхности подложки, поэтому ГСЛ с $2D$ -электронами имеет

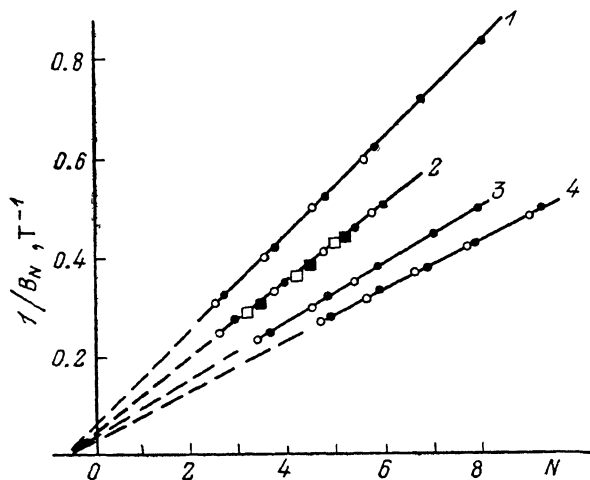


Рис. 7. Независимость концентрации $2D$ -электронов по направлениям [110] и $[1\bar{1}0]$ в структурах с анизотропией свойств.

№ ГСЛ: 1 — 672, 2 — 629, 625, 3 — 670, 4 — 667.

вид системы протяженных высокопроводящих состояний (см., например, [18]). На это указывают высокие интегральные значения подвижностей, измеренных по методу Ван-дер-Пау (табл. 1).

Количественный анализ результатов представлен в табл. 2. Как уже указывалось (рис. 7), период осцилляций, а следовательно, и концентрация носителей n_s с высокой точностью ($\sim 1\%$) оказались одинаковыми для исследованных направлений [110] и $[1\bar{1}0]$. Только для двух структур (634 и 627) разница в периодах осцилляций выходит за пределы погрешности измерений (8 и 5% соответственно). Возможных причин в технологических условиях роста по отношению к другим кислородсодержащим структурам для объяснения такого отклонения в $\Delta(1/B)$ и соответственно n_s не имеется. По данным измерений температуры Дингла T_D и проводимости (в условиях $B=0$) найдены коэффициенты анизотропии γ_T и γ_σ (при 4,2 К). В целом согласно результатов удовлетворительное. Отдельно следует отметить данные для ГСЛ 629, 634 и 639. Хотя найденные коэффициенты анизотропии характеризуют кинетические свойства электронов в различных физических условиях, близость их вполне объяснима. Эти коэффициенты определяются отношением времен релаксации по направлениям [110] и $[1\bar{1}0]$: γ_σ — временем релаксации импульса τ_p , а γ_T — временем столкновительного уширения уровней Ландау τ_c . Для вырожденных электронов в данных физических условиях величины τ_p и τ_c связаны коэффициентом, зависящим лишь от характера релаксации электронов и не входящим в величину γ_T .

Обратим внимание на низкие значения величин T_D структур 624, 629, 634 и 627 (параметр T_D определялся двумя независимыми методами [19, 20] с погрешностью не хуже 6%). Оценки верхнего предела подвижности для направ-

ления [110] дают для указанных структур 21, 41, 10.2 и 10 м²/В·с соответственно. О высоком качестве структур по этому кристаллографическому направлению свидетельствуют наблюдения квантового эффекта Холла и «нулевых осцилляций».

Несомненно, примеси (кислород и углерод) на исходной вицинальной грани подложки значительно ухудшают свойства структур с 2D-электронами. При прочих равных условиях на сингулярных поверхностях нами выращивались структуры с подвижностью $(0.60 \div 1.07) \cdot 10^6$ см²/В·с. Тем не менее их роль в возникновении анизотропии совершенно определена. Именно их упорядоченным расположением вдоль террас в направлении [110] и определяется формирование высокоподвижных протяженных состояний.

Полученные в настоящей работе результаты ни в коей мере не противоречат выводам работы [6]. Просто физические условия наших экспериментов таковы, что перераспределение электронов по двумерному каналу на профилированной подложке отсутствует. В самом деле, ширина террас определяется соотношением $d = a / \tan \varphi$, где a — постоянная решетки, φ — угол разориентации. Для исследованных нами структур $d \leq 20$ Å, а область локализации 2D-электронов определяется волновым вектором на поверхности Ферми $k_F^{-1} \approx 100$ Å. Реализацию идей работы [6] следует искать в гетеросистеме с существенно меньшими углами разориентации, с тем чтобы обеспечить $d \gg k_F^{-1}$.

Измерения классического магнитосопротивления в принципе дают возможность оценить анизотропию подвижности. Однако вся совокупность экспериментальных данных (см. обзор [21]) указывает на достаточную сложность интерпретации эффектов, дающих вклад в классические магнитосопротивления. Детальный анализ экспериментов выходит за рамки данной работы.

Заключение. При комплексных исследованиях кинетических эффектов 2D-электронов гетероструктур $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$, выращенных на вицинальных гранях полужизолирующего GaAs, исходная поверхность которого была преднамеренно недоотожжена от кислорода и углерода, обнаружены анизотропия низкотемпературной проводимости, классическое магнитосопротивление и столкновительное уширение уровней Ландау. Установлена определенная корреляция степени анизотропии в различных кинетических эффектах. Анизотропия свойств обусловлена анизотропией подвижности; в опытах не наблюдалось (за исключением двух случаев) перераспределения концентрации носителей на структурах с профилированной поверхностью. Наблюдаемые явления связаны лишь с изменением характера релаксации 2D-электронов. Профилированный рельеф исходной поверхности и недоотожженные примеси инициируют формирование протяженных высокопроводящих состояний в направлении [110].

Вышеизложенное свидетельствует о том, что в условиях наших экспериментов признаки квазиодномерной проводимости явно не проявляются (характерная зависимость магнитосопротивления от B в очень слабых магнитных полях и флуктуации в квантовых полях [2-5]). Однако высокие качества отдельных структур (КЭХ, «нулевые осцилляции», высокие значения μ), несмотря на весьма «тяжелые» условия формирования 2D-канала, позволяют надеяться на то, что, возможно, одномерность входит как компонент, обуславливающий эти высокие качества. Видимо, в большей степени эффект квазиодномерности должен проявиться в структурах на вицинальных гранях с меньшей степенью разориентации.

Список литературы

- [1] Heinrich H., Bauer G., Kuchar F. // Phys. a. Techn., Sibmicr. Struct. Berlin, 1988. P. 3—287.
- [2] Thornton T. J., Penper M. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 11. P. 1198—1201.
- [3] Hiramoto T., Hirakawa R., Jye Y., Jkoma T. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 57. N 20. P. 1620—1622.
- [4] Scherer A., Roukes M. L., Craighead H. G., Ruthen R. M., Beebe E. D., Harbison J. P. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 25. P. 2133—2135.
- [5] Hiramoto T., Hirakawa K., Jkoma T. // J. Vac. Sci. Techn. 1988. V. B6. N 3. P. 1014—1017.
- [6] Шик А. Я., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1091—1095.

- [7] Kuan T. S., Wang W. J., Mendez E. E., Esaki L. // Bull. Am. Phys. Soc. 1985. V. 30. N 3. P. 207.
- [8] Lin B. J. F., Tsui D. C. // Bull. Am. Phys. Soc. 1985. V. 30. N 3. P. 207.
- [9] Radulescu D. C., Wicks G. W., Schaff W. J., Calawa A. R., Eastman L. F. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 6. P. 2301—2306.
- [10] Кадушкин В. И., Сеничкин А. П. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 6. С. 1111—1113.
- [11] Lin B. J. F., Tsui D. C. // Second Int. Conf. Mod. Semicond. Struct. Kyoto, 1985. P. 649.
- [12] Кадушкин В. И., Денисов А. А., Сеничкин А. П. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1702—1704.
- [13] Заварицкая Э. И., Воронова И. Д., Рождественская Н. В. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 8. С. 1479—1484.
- [14] Кадушкин В. И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1979. № 5. С. 60—65.
- [15] Павлов С. Т., Парфеньев Р. В., Фирсов Ю. А., Шалыт С. С. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. В. 6. С. 1565—1571.
- [16] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., 1964. 567 с.
- [17] Nobuhara H., Wada O., Fujii T. // Electron. Lett. 1987. V. 23. N 1. P. 35—36.
- [18] Fukui T., Saito H., Tokuro Y. // J. Appl. Phys. 1988. V. 27. N 7. P. L1320—L1322.
- [19] Paul D. McK., Springford M. // J. Low. Temp. Phys. 1977. V. 27. N 4. P. 561—567.
- [20] Кадушкин В. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 230—240.
- [21] Полянская Т. А., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 1. С. 3—32.

Научно-исследовательский
технологический институт
Рязань

Получена 2.04.1990
Принята к печати 18.06.1990