

Соизмеримые осцилляции и положительное магнетосопротивление в двухподзонной квазидвумерной электронной системе с периодической латеральной модуляцией

© А.А. Быков, Д.В. Номоконов, И.С. Стрыгин, И.В. Марчишин, Е.Е. Родякина

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: nomokonov@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 29 февраля 2024 г.

В окончательной редакции 15 марта 2024 г.

Принята к публикации 18 марта 2024 г.

Исследован двухподзонный магнетотранспорт квазидвумерного электронного газа в одиночной GaAs-квантовой яме с латеральной периодической модуляцией электростатического потенциала. В изучаемой системе на фоне положительного магнетосопротивления кроме осцилляций Шубникова—де Гааза и магнето-межподзонных осцилляций дополнительно наблюдаются две серии осцилляций, частоты которых соответствуют соизмеримым осцилляциям в двух заполненных подзонах размерного квантования. Совместный анализ этих двух серий соизмеримых осцилляций и положительного магнетосопротивления, на фоне которого они наблюдаются, дает возможность определить величины подвижностей и относительных амплитуд одномерной периодической модуляции потенциала в подзонах.

Ключевые слова: двухподзонная электронная система, одномерная потенциальная модуляция, соизмеримые осцилляции магнетосопротивления.

DOI: 10.61011/FTP.2024.02.57874.6092

Широко известным магнетотранспортным эффектом, возникающим в двумерной (2D) электронной системе с одномерной (1D) периодической модуляцией электростатического потенциала — 1D латеральной сверхрешетке (ЛСР), являются соизмеримые осцилляции (СО) магнетосопротивления (МС) [1]. СО проявляются наиболее ярко в МС, измеренном в направлении 1D латеральной модуляции потенциала: $V(x) = V_0 \cos(2\pi x/a)$, где V_0 — амплитуда модуляции, a — период. Положение минимумов СО на зависимости сопротивления ρ_{xx} от внешнего магнитного поля B , перпендикулярного плоскости 2D электронной системы, задается соотношением [2–4]

$$2R_c/a = (i - 1/4), \quad (1)$$

где $R_c = \hbar k_F / eB$ — циклотронный радиус, $k_F = (2\pi n)^{1/2}$ — волновой вектор Ферми, n — концентрация 2D электронного газа, i — целое положительное число.

Возникновение СО в 1D ЛСР в рамках квазиклассической модели объясняется резонансом между вращательным движением электронов по орбите диаметром $2R_c$ и осциллирующим дрейфом центра орбиты, индуцированным потенциалом $V(x)$ [4]. В то же время в рамках квантово-механического рассмотрения периодическая модуляция потенциала $V(x)$ приводит к формированию в 2D электронной системе зон Ландау, ширина которых периодически изменяется в зависимости от $1/B$. Изменение ширины зон Ландау, а вместе с ней и зонной проводимости σ_{yy} , является квантово-механической причиной СО [2,3,5,6]. СО возникают не только в одноподзонных 1D ЛСР, но и в двухподзонных [7,8]. В 1D ЛСР с двумя заполненными подзонами возникают

две серии СО, частоты которых: $f_{coj} = 2\hbar k_{Fj} / ea$, где $k_{Fj} = (2\pi n_j)^{1/2}$, а n_j — концентрация электронов в j -й подзоне.

Проводимость квазидвумерного электронного газа σ_{yy} является суммой проводимостей в заполненных подзонах E_j , $\sigma_{yy} = \sum_j \sigma_{yy}^{(j)}$ [9]. Соответственно, осциллирующую компоненту проводимости двухподзонной 1D ЛСР $\delta\sigma_{yy}^{(j)} \equiv \sigma_{coj}$ в условиях $\mu_j B \gg 1$ и $V_{0j} / E_{Fj} \ll 1$ можно выразить суммой осциллирующих компонент $\delta\sigma_{yy}^{(j)} \equiv \sigma_{coj}$ в подзонах, $\delta\sigma_{yy} = \sum_j \delta\sigma_{yy}^{(j)}$ [5,10]:

$$\delta\sigma_{yy} = \sum_j (\pi \hbar n_j^2 \eta_j^2 \mu_j / a k_{Fj} B) A(T/T_{aj}) A(\pi / \omega_c \tau_{coj}) \times \sin(2\pi f_{coj} B), \quad (2)$$

где для j -й подзоны $\eta_j = V_{0j} / E_{Fj}$ — величина относительной модуляции потенциала, E_{Fj} — энергия Ферми, μ_j — подвижность электронов, $A(T/T_{aj})$ — фактор температурного подавления СО, $T_{aj} = (\hbar \omega_c / k_B) (a k_{Fj} / 4\pi^2)$, $A(\pi / \omega_c \tau_{coj})$ — фактор столкновительного затухания СО, $\omega_c = eB / m^*$ — циклотронная частота, m^* — эффективная электронная масса, τ_{coj} — время рассеяния, характеризующее подавление СО с уменьшением ω_c . Поскольку при $\mu_j B \gg 1$ проводимость $\sigma_{yy} \approx \rho_{xx} / \rho_{xy}^2$, осциллирующая компонента удельного сопротивления $\delta\rho_{xx} \equiv \rho_{co}$ будет выражаться следующим образом:

$$\delta\rho_{xx} = [B / e(n_1 + n_2)]^2 \delta\sigma_{yy}. \quad (3)$$

В формулах (2) и (3) для каждой подзоны E_j имеется четыре подгоночных величины: n_j , μ_j , η_j и τ_{coj} . Экспериментальная зависимость $\rho_{co}(1/B)$ дает возможность

определить n_j из величины f_{coj} , а величины τ_{coj} — из наклона зависимости логарифма амплитуды СО от $1/B$ [7]. Поэтому формулы (2) и (3) позволяют найти из эксперимента лишь величины произведений $\eta_j^2 \mu_j$.

В двухподзонной системе величины μ_j можно извлечь из анализа квазиклассического положительного МС [11,12]:

$$\rho_{sc} = \rho_0 \left[1 + \frac{r(n_1 n_2 \mu_1 \mu_2 / n_s^2)(\mu_1 - \mu_2)^2 B^2}{\mu^2 + r^2 \mu_1^2 \mu_2^2 B^2} \right], \quad (4)$$

где $\rho_0 = \rho_{xx}(B=0)$, $n_s = n_1 + n_2$, r — безразмерный параметр, учитывающий межподзонное рассеяние, а $\mu = 1/en_s \rho_0$. Квазиклассическое положительное МС, обусловленное разностью подвижностей в подзонах, должно проявляться и в двухподзонных 1D ЛСР. Авторам не известны работы, направленные на нахождение μ_j и η_j из зависимостей $\rho_{sc}(B)$ и $\rho_{co}(B)$ в двухподзонных 1D ЛСР. Попытке восполнить этот пробел и посвящена данная работа.

В настоящей работе исследовался низкотемпературный магнетотранспорт в высокоподвижной двухподзонной электронной системе с одномерной периодической модуляцией потенциала, изготовленной на основе селективно-легированной гетероструктуры GaAs/AlAs. Исходная гетероструктура представляла собой одиночную GaAs-квантовую яму шириной 26 нм с короткопериодными сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs [13,14]. Наличие носителей заряда в квантовой яме обеспечивалось удаленным Si δ -легированием. Одиночные Si δ -легированные слои располагались с двух сторон от GaAs-квантовой ямы на расстоянии 29.4 нм от ее границ. Расстояние от центра квантовой ямы до верхней поверхности структуры составляло 117.7 нм. Гетероструктура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs-подложке.

Исследования проводились на мостиках шириной 50 мкм и длиной 100 мкм. Мостики изготавливались с использованием оптической фотолитографии и жидкостного травления. На вставке к рис. 1, *a* изображена упрощенная геометрия образца. Образец состоит из двух холловских мостиков, на одном из которых формировалась одномерная латеральная сверхрешетка с периодом a , равным 200 нм. ЛСР представляла собой набор металлических полосок длиной 60 мкм и шириной $\sim a/2$, которые изготавливались при помощи электронно-лучевой литографии и метода „взрыва“ двухслойной металлической пленки Ti/Au. Толщина слоя Au составляла 40 нм, а слоя Ti — 5 нм. Другой мостик использовался для контроля электронной концентрации и подвижности в немодулированной двухподзонной системе.

Эксперименты проводились при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 2$ Тл. Сопротивление образцов измерялось на переменном токе частотой (0.3–1) кГц, величина которого не превышала 10^{-6} А. В исходной гетероструктуре холловская концентрация и подвижность электронов составляли $n_H \sim 8.3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$

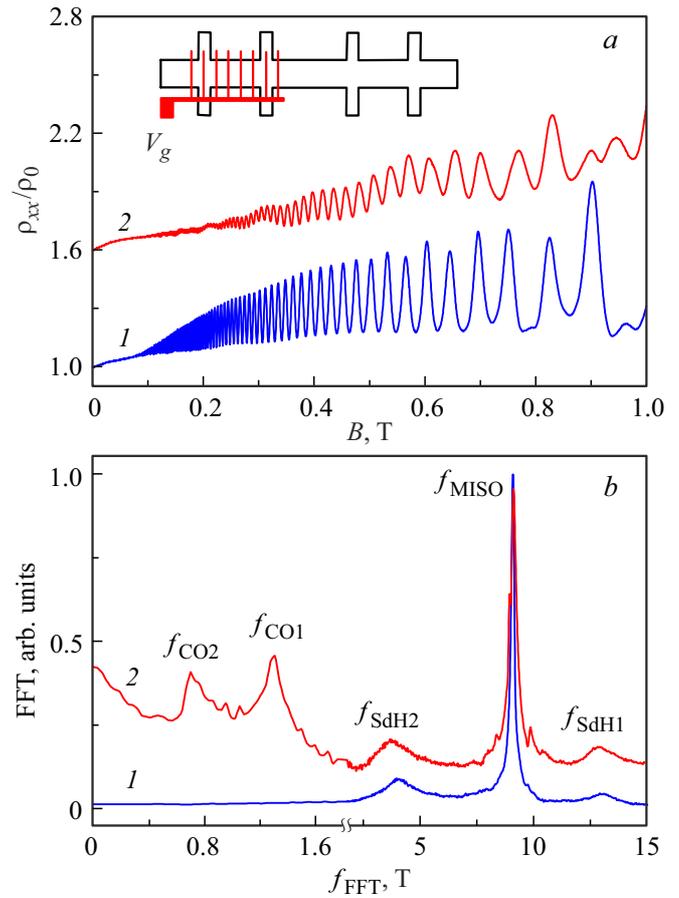


Рис. 1. *a* — экспериментальные зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от B при $T = 4.2$ К: 1 — контрольный мостик; 2 — 1D ЛСР, $a = 200$ нм, $V_g = -1$ В. Кривая 2 для наглядности сдвинута вверх на 0.6. На вставке изображена упрощенная схема образца, на одной части которого сформирована 1D ЛСР. *b* — фурье-спектры зависимостей ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$ при $T = 4.2$ К: 1 — контрольный мостик; 2 — 1D ЛСР, $a = 200$ нм, $V_g = -1$ В. Кривая под номером 2 для наглядности по оси y умножена на 3 и сдвинута вверх на 0.1.

и $\mu \sim 110 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. В изготовленной 1D ЛСР незначительная модуляция потенциала возникала без подачи затворного напряжения V_g на металлические полоски. Одна из причин такой модуляции — упругие механические напряжения, возникающие между металлическими полосками и прилегающей областью селективно-легированной гетероструктуры GaAs/AlAs [15]. Отрицательное напряжение V_g , приложенное к металлическим полоскам, увеличивало амплитуду периодической 1D латеральной модуляции, а также приводило к уменьшению $n_H \approx n_s$ и μ .

На рис. 1, *a* представлены зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от B , измеренные на контрольном мостике и на 1D ЛСР. На контрольном мостике в диапазоне B от 0.1 до 0.5 Тл наблюдаются лишь магнито-межподзонные (ММП) осцилляции [8], которые в полях $B > 0.5$ Тл сосуществуют с осцилляциями Шубникова–де Гааза (ШдГ). Видно, что

амплитуда ММП осцилляций в 1D ЛСР существенно меньше, чем на контрольном мостике. Наблюдаемое подавление ММП осцилляций в 1D ЛСР обусловлено формированием зон Ландау [16,17]. В фурье-спектре зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$ для контрольного мостика (рис. 1, *b*) проявляются три частоты. Две из этих частот соответствуют частотам осцилляций ШдГ в подзонах (f_{sdH1} и f_{sdH2}), а третья — ММП осцилляциям ($f_{\text{MISO}} = f_{\text{sdH1}} - f_{\text{sdH2}}$). Частоты осцилляций ШдГ определяются соотношением $f_{\text{sdHj}} = n_j h/2e$, которое позволяет определить n_j в подзонах. В фурье-спектре для 1D ЛСР, кроме частот f_{sdHj} и f_{MISO} , наблюдаются еще две частоты (f_{coj}), которые соответствуют частотам СО в подзонах.

На рис. 2, *a* приведена экспериментальная зависимость $\rho_{xx}(B)$ для двухподзонной 1D ЛСР с периодом $a = 200$ нм при $V_g = -1.42$ В. На этой зависимости наблюдаются СО, сосуществующие с ММП осцилляциями. СО и ММП осцилляции проявляются в магнитных полях $B > 0.1$ Тл на фоне положительного МС (монотонная составляющая). Зависимость $\rho_{\text{mon}}(B)$ в исследуемой 1D ЛСР качественно похожа на зависимость положительного МС в немодулированной двухподзонной электронной системе [14]. Логично предположить, что зависимость $\rho_{\text{mon}}(B)$ для 1D ЛСР, как и в немодулированной системе в слабых магнитных полях, обусловлена разностью подвижностей в подзонах с учетом межподзонного рассеяния электронов [11,12], а в сильных — квантовым положительным МС [18,19]. Расчет зависимости $\rho_{sc}(B)$ показывает, что $\rho_{\text{mon}}(B)$ описывается формулой (4) лишь в области $B < 0.1$ Тл. В расчете использовались величины концентраций $n_{\text{sdHj}} = (2e/h)f_{\text{sdHj}}$ и величина подвижности $\mu = 1/en_s\rho_0$. Полученная величина параметра $r = 0.35$, учитывающего интенсивность межподзонного рассеяния, указывает на то, что μ_j определяются не только рассеянием электронов внутри каждой подзоны E_j , но и межподзонным рассеянием.

На рис. 2, *b* сплошной линией изображена зависимость $\rho_{\text{co}}(1/B)$, полученная фурье-сглаживанием ММП осцилляций на зависимости разности $(\rho_{xx} - \rho_{\text{mon}})$ от $1/B$, а окружностями — $\rho_{\text{co}}(1/B)$, рассчитанная по формулам (2) и (3). Подгоночными параметрами были f_{coj} , τ_{coj} и η_j . Полученным из подгонки величинам $f_{\text{co1}} \approx 1.31$ Тл и $f_{\text{co2}} \approx 0.65$ Тл соответствуют концентрации $n_{\text{coj}} = (eaf_{\text{coj}}/2\hbar)^2/2\pi$: $n_{\text{co1}} \approx 6.3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ и $n_{\text{co2}} \approx 1.55 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Электронные концентрации n_{coj} отличаются от n_{sdHj} не более чем на 5%, что соответствует нашей экспериментальной точности. Величины отношений $(m^*/e)\mu_j/\tau_{\text{coj}}$ для первой и второй подзон составили 7.44 и 12.6 соответственно. Такие значения $(m^*/e)\mu_j/\tau_{\text{coj}}$ указывают на то, что τ_{coj} в исследуемой системе, как и τ_{co} в одноподзонной 1D ЛСР [10], определяются преимущественно малоугловым рассеянием [13].

Используя значения $n_j = n_{\text{sdHj}}$ и величины μ_j , извлеченные из сопоставления $\rho_{sc}(B)$ и $\rho_{\text{mon}}(B)$, мы получили следующие значения для величин относительной модуляции $\eta_j = V_{0j}/E_{Fj}$: $\eta_1 \approx 0.006$ и $\eta_2 \approx 0.045$. Этим вели-

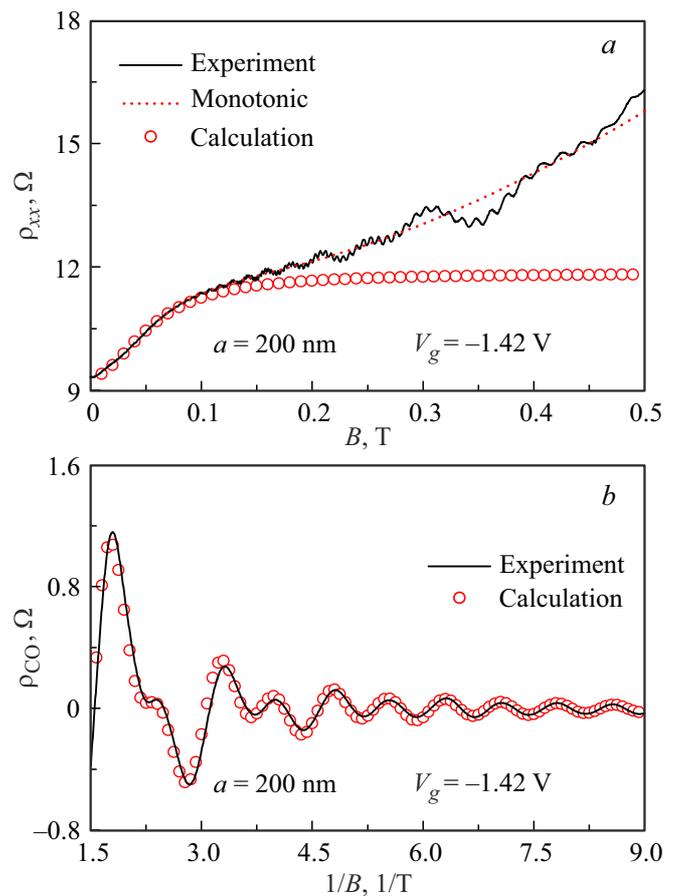


Рис. 2. *a* — экспериментальная, монотонная и расчетная зависимости ρ_{xx} от B для 1D ЛСР при $T = 4.2$ К: $a = 200$ нм; $V_g = -1.42$ В; $\rho_0 \approx 9.32$ Ом; $n_1 \approx 6.19 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$; $n_2 \approx 1.62 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$; $\mu \approx 85.7 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Расчет по формуле (4): $n_1 = 6.19 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$; $n_2 = 1.62 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$; $\mu = 85.7 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; $\mu_1 = 96.2 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; $\mu_2 = 45.8 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; $r = 0.35$. *b* — экспериментальная и расчетная зависимости ρ_{co} от $1/B$ для 1D ЛСР. Расчет по формулам (2) и (3): $T = 4.2$ К; $a = 200$ нм; $n_1 = 6.19 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$; $n_2 = 1.62 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$; $\mu_1 = 96.2 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; $\mu_2 = 45.8 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; $\eta_1 = 0.006$; $\eta_2 = 0.045$; $\tau_{\text{co1}} = 5$ пс; $\tau_{\text{co2}} = 1.4$ пс; $f_{\text{co1}} = 1.31$ Тл; $f_{\text{co2}} = 0.65$ Тл.

чинам η_j соответствуют значения амплитуд латеральной модуляции потенциала в подзонах V_{0j} : $V_{01} \approx 0.13$ мэВ и $V_{02} \approx 0.26$ мэВ. Потенциал 1D латеральной сверхрешетки вызывает соответствующую латеральную модуляцию плотности квазидвумерного газа. Когда действующий потенциал 1D ЛСР имеет только одну пространственную гармонику, относительная модуляция потенциала в подзоне равна относительной латеральной модуляции концентрации n_j : $\eta_j = V_{0j}/E_{Fj} = \delta n_{0j}/n_j$ [3]. В соответствии с этим амплитуды модуляции концентрации δn_{0j} в изучаемой двухподзонной 1D ЛСР для $V_g = -1.42$ В составляют $\delta n_{01} \approx 3.7 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$ и $\delta n_{02} \approx 7.3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$. Изменение концентрации в подзоне n_j при малом изменении напряжения на затворе V_g есть $\Delta n_j = (dn_j/dV_g)\Delta V_g$. В нашем случае отношение величин модуляции концен-

трации $\delta n_{02}/\delta n_{01} \approx (dn_2/dV_g)/(dn_1/dV_g)$, где dn_j/dV_g — „наклон“ зависимостей $n_j(V_g)$ для исходной немодулированной гетероструктуры в области $V_g < -1$ В [14]. Такое соотношение указывает на то, что в исследуемой двухподзонной 1D ЛСР латеральная модуляция для $V_g = -1.42$ В задается затворным напряжением.

Таким образом, изучен низкотемпературный магнетотранспорт квазидвумерного электронного газа Ферми в двухподзонных 1D ЛСР, изготовленных на основе селективно-легированной одиночной GaAs-квантовой ямы с короткопериодными AlAs/GaAs-сверхрешеточными барьерами. В исследуемых 1D ЛСР две серии СО, связанных каждая со своей подзоной, сосуществуют с ММП осцилляциями и наблюдаются на фоне положительного МС. Показано, что совместный анализ экспериментальных магнетопольевых зависимостей положительного МС и двух серий СО в рамках известных теоретических моделей позволяет оценить амплитуды 1D латеральной периодической модуляции потенциала отдельно для каждой из заполненных подзон размерного квантования.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда, № РНФ-22-22-00726, <https://rscf.ru/project/22-22-00726/>.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D. Weiss, K.V. Klitzing, K. Ploog, G. Weimann. *Europhys. Lett.*, **8**, 179 (1989).
- [2] R.R. Gerhardts, D. Weiss, K.V. Klitzing. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1173 (1989).
- [3] R.W. Winkler, J.P. Kotthaus, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1177 (1989).
- [4] C.W.J. Beenakker. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2020 (1989).
- [5] F.M. Peeters, P. Vasilopoulos. *Phys. Rev. B*, **46**, 4667 (1992).
- [6] O.E. Raichev. *Phys. Rev. B*, **97**, 245310 (2018).
- [7] J.P. Lu, M. Shayegan. *Phys. Rev. B*, **58**, 1138 (1998).
- [8] А.А. Быков, И.С. Стрыгин, А.В. Горан, Д.В. Номоконов, И.В. Марчишин, А.К. Бакаров, Е.Е. Родякина, А.В. Латышев. *Письма ЖЭТФ*, **110**, 337 (2019). [*JETP Lett.*, **110**, 354 (2019)].
- [9] Eric D. Siggia, P.C. Kwok. *Phys. Rev. B*, **2**, 1024 (1970).
- [10] A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye. *Phys. Rev. B*, **103**, 235303 (2021).
- [11] E. Zaremba. *Phys. Rev. B*, **45**, 14143 (1992).
- [12] R. Fletcher, M. Tsaousidou, T. Smith, P.T. Coleridge, Z.R. Wasilewski, Y. Feng. *Phys. Rev. B*, **71**, 155310 (2005).
- [13] А.А. Быков, И.С. Стрыгин, А.В. Горан, Д.В. Номоконов, А.К. Бакаров. *Письма ЖЭТФ*, **112**, 475 (2020). [*JETP Lett.*, **112**, 437 (2020)].
- [14] А.А. Быков, Д.В. Номоконов, И.С. Стрыгин, И.В. Марчишин, А.К. Бакаров. *ФТП*, **57**, 577 (2023).
- [15] I.A. Larkin, J.H. Davies, A.R. Long, R. Cuscó. *Phys. Rev. B*, **56**, 15242 (1997).
- [16] А.А. Быков, И.С. Стрыгин, Е.Е. Родякина, А.К. Бакаров. *Письма ЖЭТФ*, **116**, 621 (2022). [*JETP Lett.*, **116**, 643 (2022)].
- [17] I.S. Strygin, A.A. Bykov. *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*, **16**, 67 (2023).
- [18] M.G. Vavilov, I.L. Aleiner. *Phys. Rev. B*, **69**, 035303 (2004).
- [19] S. Dietrich, S. Vitkalov, D.V. Dmitriev, A.A. Bykov. *Phys. Rev. B*, **85**, 115312 (2012).

Редактор Г.А. Оганесян

Commensurability oscillations and positive magnetoresistance in two-subband quasi-two-dimensional electron system with periodic lateral modulation

A.A. Bykov, D.V. Nomokonov, I.S. Strygin, I.V. Marchishin, E.E. Rodyakina

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Two-subband magnetotransport of quasi-two-dimensional electron gas in a single quantum well with periodic lateral modulation of electrostatic potential has been studied. In the system under study except Shubnikov–de Haas oscillations, magnetointersubband oscillations and positive magnetoresistance additionally the two series of commensurability oscillations have been observed. Frequencies of this oscillations correspond to commensurability oscillations in two filled subbands of dimensional quantization. Combined analysis of these two series of commensurability oscillations and positive magnetoresistance gives possibility to define mobilities and values of 1D periodic potential modulation for each subband.