

©1993

ОСОБЕННОСТИ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА В РАЗНЕСЕННЫХ ЛЕГИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

В.А.Кульбачинский, В.И.Кадушкин, В.Г.Кытин, Е.Л.Шангина

Исследованы проводимость, магнитосопротивление и эффект Холла двумерных электронов в сверхрешетках GaAs-GaAlAs в интервале температур 4.2–140 К. Определены зависимости величин подвижности от ширины квантовой ямы и температуры, которые можно объяснить рассеянием электронов на неоднородностях рельефа. На основе анализа отрицательного магнитосопротивления определены величины и температурные зависимости времени релаксации фазы волновой функции электронов τ_{φ} .

Достижения молекулярно-лучевой эпитаксии позволяют получать сверхрешетки с изменяемыми в широких пределах параметрами. При помощи этого метода можно получать резкие границы раздела и достаточно гладкие поверхности. Возможно выращивание сверхрешеток как однородно-легированных, так и с модулированным легированием [1]. Исторически внимание к сверхрешеткам было привлечено предсказаниями аномалий транспортных свойств, в частности отрицательной дифференциальной проводимости. В дальнейшем, однако, был достигнут существенный прогресс в изучении и использовании оптических свойств полупроводниковых сверхрешеток. Механизм рассеяния носителей тока в сверхрешетках можно изучать как оптическими, так и гальваномагнитными методами. В частности, исследования спектров фотолюминесценции показывают, что при легировании линии уширяются. Существенную роль в рассеянии электронов должны играть совершенство границ раздела, распределение ионизированных примесей и т.д. Изучение особенностей явлений переноса позволяет установить механизмы рассеяния носителей тока в сверхрешетках.

В настоящей работе исследованы гальваномагнитные свойства сверхрешеток GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs, которые представляют большой интерес в связи с их фоточувствительностью в инфракрасной области спектра 8–14 мкм [2–4]. Изучались разнесенные сверхрешетки с большой толщиной квантового барьера — так называемая система многократно повторяемых квантовых ям [5].

1. Образцы и методика измерений

Исследованные образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии и представляли собой структуры из 50 периодов $i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.30$) толщиной 254 Å и квантовых ям шириной

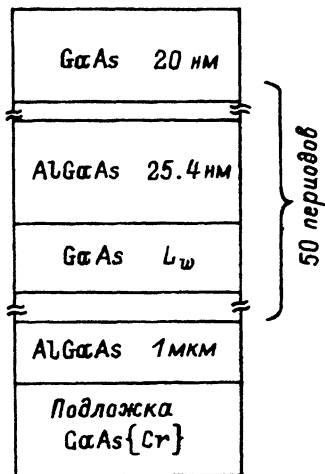


Рис. 1. Структура сверхрешетки.

33–66 Å (рис. 1). Было проведено модулированное легирование квантовых ям кремнием до уровня $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Сверхрешетка отделялась от подложки GaAs (Cr) буферным слоем $i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 1 мкм. Структуры заканчивались контактным слоем $n\text{-GaAs}$ толщиной 200 Å.

Для измерений образцы выполнялись в виде двойного холловского моста с шириной канала 150 мкм. Измерялись температурные зависимости проводимости в диапазоне температур 4.2–300 К, эффект Холла и поперечное магнитосопротивление в диапазоне температур 140–4.2 К. Магнитное поле до 6 Тл создавалось с помощью сверхпроводящего соленоида. Параметры исследованных образцов приведены в таблице. Концентрации электронов указаны в перерасчете на одну квантовую яму. Проводящий слой исключался при расчетах. Структурное совершенство сверхрешеток было достаточно хорошим, полуширина спектра фотолюминесценции при $T = 4.2 \text{ К}$ составляла 13–21 мэВ для легированных и 4–6 мэВ для нелегированных образцов.

Параметры исследованных образцов при 4.2 К

Номер образца	$L_w, \text{Å}$	$E_F, \text{мэВ}$	$n, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$\mu, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$D, \text{см}^2/\text{с}$	$\delta E, \text{мэВ}$	$\delta E_0, \text{мэВ}$
1	33	23	6.5	260	7.2	21	30
2	44	15	4.3	480	8.8	13	16
3	55	6.8	1.9	12	0.1	19	10
4	66	92	25.7	860	47	15	7

Примечание. L_w — ширина ямы, E_F — энергия Ферми, D — коэффициент диффузии, μ — подвижность, δE — полуширина пика фотолюминесценции, δE_0 — флуктуация энергии основного состояния в квантовой яме.

2. Результаты измерений

На рис. 2 приведены зависимости двумерной проводимости σ структур от температуры. Номера у кривых соответствуют таблице. У всех сверхрешеток проводимость уменьшается при понижении температуры от комнатной до 4.2 К. Причем при температуре ниже 20 К зависимость

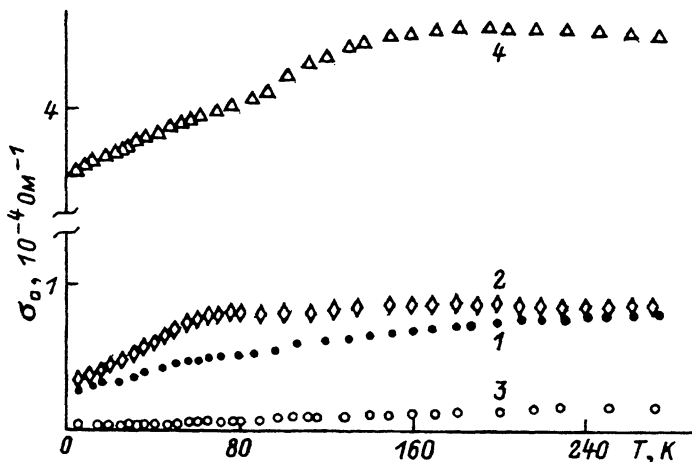


Рис. 2. Зависимости двумерной проводимости образцов от температуры. Цифры у кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

$\sigma(T)$ хорошо аппроксимируется логарифмической зависимостью от температуры. Подвижность растет с увеличением ширины ямы (см. таблицу). Исключение составляет образец № 3, что может быть связано с очень низкой концентрацией электронов у этого образца.

У всех исследованных образцов при низких температурах наблюдается отрицательное магнитосопротивление (ОМС), квадратичное в слабых магнитных полях и логарифмически зависящее от величины магнитного поля в сильных полях. С увеличением температуры область квадратичной зависимости отрицательного магнитосопротивления от магнитного поля расширяется, величина магнитного поля начала логарифмической зависимости увеличивается, а абсолютная величина ОМС уменьшается.

На рис. 3 приведены зависимости относительного изменения проводимости от величины магнитного поля для исследованных образцов при разных температурах. При более высоких температурах магнитосопротивление становится положительным с квадратичной зависимостью от магнитного поля. Исследование эффекта Холла показало, что концентрация двумерных электронов для всех образцов практически не зависит от температуры в исследованном интервале температур.

На рис. 4 приведены значения концентрации электронов в пересчете на одну квантовую яму при разных температурах для всех образцов. Таким образом, уменьшение проводимости при понижении температуры (рис. 2) определяется уменьшением подвижности электронов при понижении температуры. Зависимости подвижности от температуры приведены на рис. 5.

3. Обсуждение результатов

Подвижность электронов в исследованных сверхрешетках довольно быстро падает с уменьшением ширины квантовой ямы. На рис. 6 приведены измеренные зависимости подвижности от ширины квантовой ямы (в логарифмическом масштабе). Светлые точки — данные настоящей работы, темные точки — работы [6]. Как видно из этого рисунка, данные

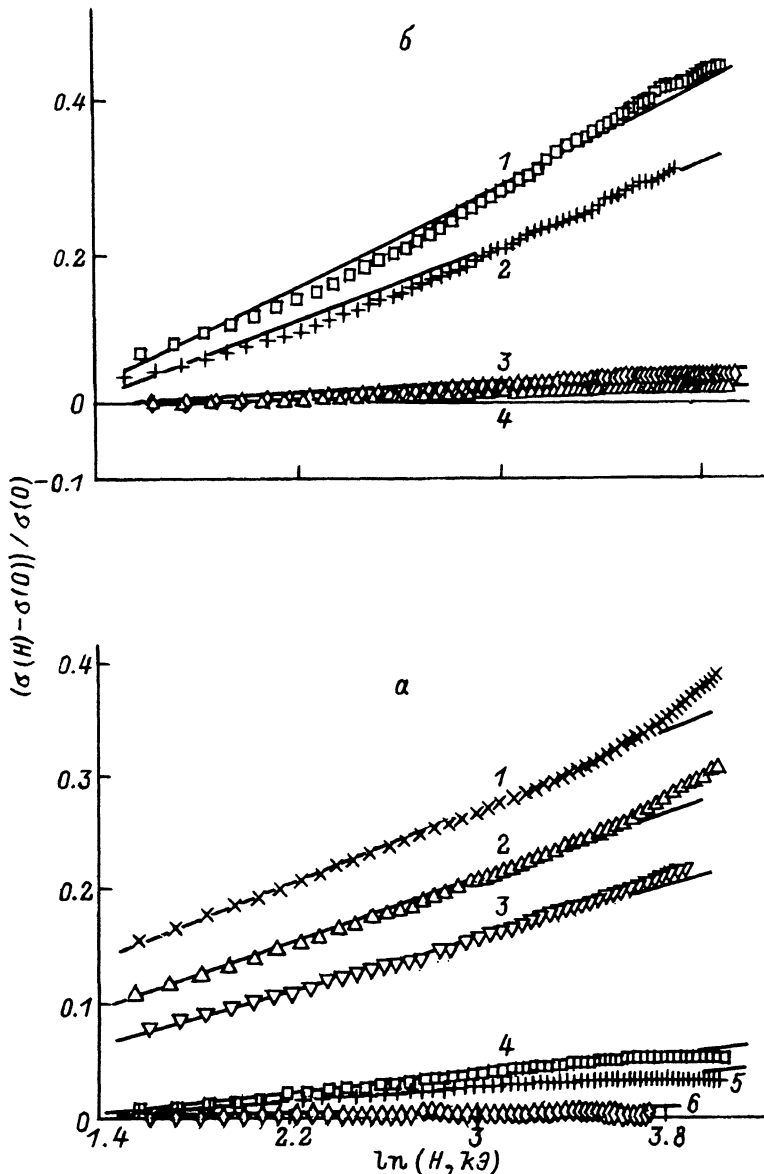


Рис. 3. Зависимости относительного изменения проводимости от логарифма магнитного поля у образцов № 1 (а), № 2 (б), № 3 (в), № 4 (г) при различных температурах T (К).

а: 1 — 4.2, 2 — 5.5, 3 — 10.6, 4 — 51.5, 5 — 81.5, 6 — 138;
 б: 1 — 4.2, 2 — 11.5, 3 — 51.8, 4 — 104.5; в: 1 — 4.2, 2 — 20.2, 3 — 23.6;
 г: 1 — 4.2, 2 — 9.3, 3 — 20.5, 4 — 43, 5 — 69.5.

хорошо согласуются между собой. Для понимания и объяснения уменьшения величины подвижности с уменьшением ширины квантовой ямы в работе [7] предложена модель рассеяния электронов на неоднородностях латеральных поверхностей ям. Можно численно рассчитать подвижно-

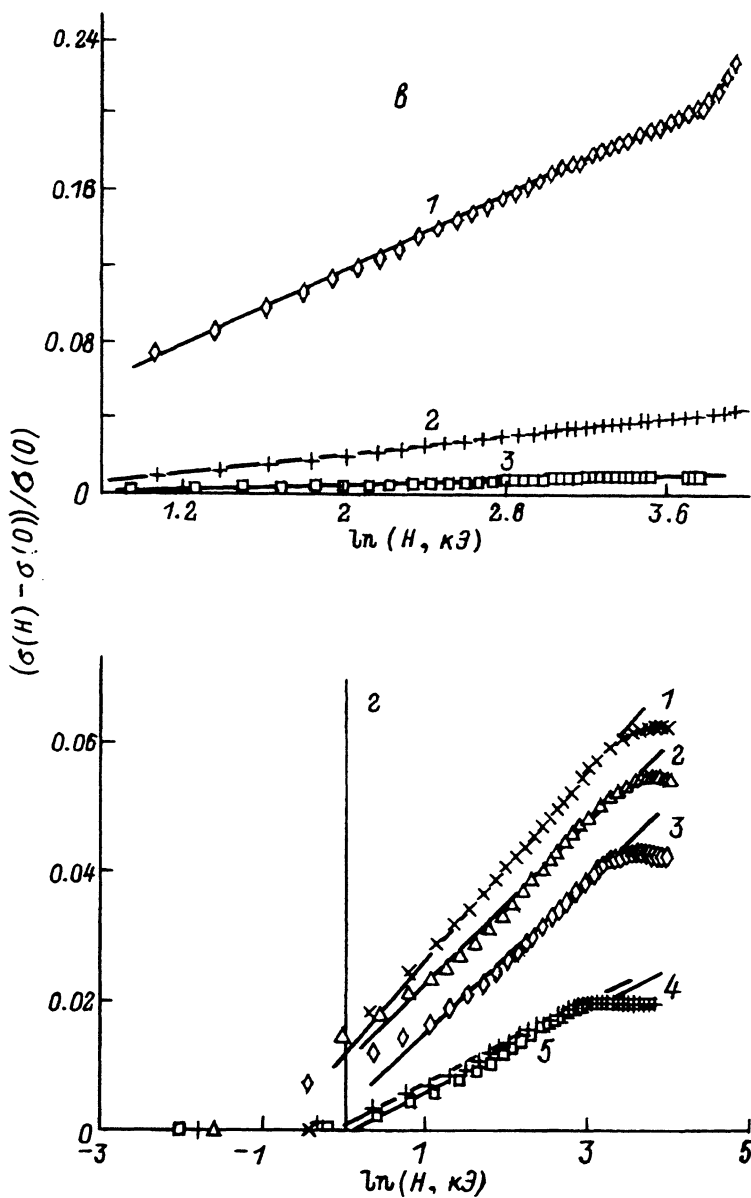


Рис. 3. (продолжение.)

сти электронов в квантовых ямах и их зависимости от ширины ямы, которые в логарифмических координатах описываются прямыми линиями [7].

На рис. 6 приведены расчетные зависимости для характерного размера неоднородностей $A = 50$ (1) и $A = 70 \text{ \AA}$ (2) при высоте неоднородности рельефа $C \approx 3 \text{ \AA}$ [7,8]. Как следует из приведенных данных, полученные нами результаты хорошо описываются механизмом рассеяния электро-

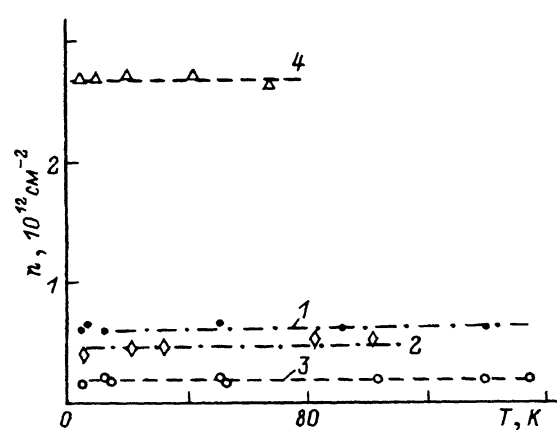


Рис. 4. Концентрации электронов в одной квантовой яме при различных температурах. Цифры соответствуют номерам образцов в таблице.

Рис. 5. Зависимости подвижностей электронов от температуры. Цифры соответствуют номерам образцов в таблице. Сплошные линии — расчет по формуле (1) с величинами $A = 130$, $C = 2.83 \text{ \AA}$ (1) и $A = 100$, $C = 2.83 \text{ \AA}$ (2).

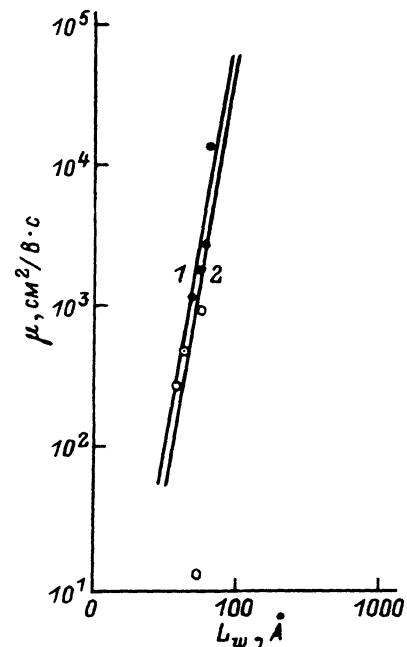
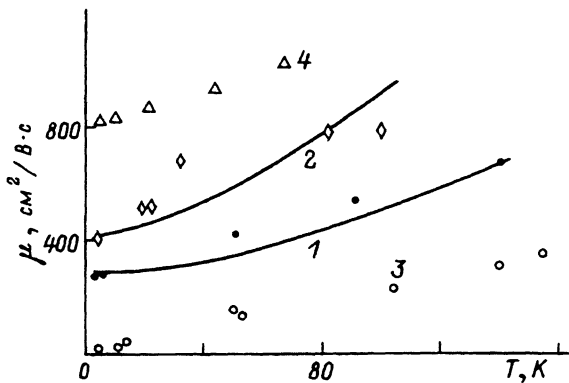


Рис. 6. Зависимости подвижности электронов μ от ширины квантовой ямы L_w . Светлые точки — данные настоящей работы, темные точки — данные работы [6]. Сплошные линии — расчет при величине неоднородности рельефа 50 (1) и 70 \AA (2) [7].

нов в квантовых ямах на неоднородностях рельефа. Подтверждением преобладания этого механизма рассеяния служат температурные зависимости подвижности (рис. 5). Нами был произведен расчет зависимости подвижности от температуры при преимущественном рассеянии носителей тока на ионизированных примесях и при преобладании рассеяния на шероховатостях границ раздела. В первом случае использовалась методика расчета, опубликованная в [9]. Величины подвижностей получились приблизительно на порядок выше, чем экспериментальные значения, с отличающейся температурной зависимостью. Во втором случае подвижность определяется выражением [7,8]

$$\mu = \frac{L_w^6 g(A, T, n)}{A^2 C^2}, \quad (1)$$

где $g(A, T, n)$ — некоторая плавная функция латерального размера неоднородностей квантовой ямы A , температуры T и концентрации носителей тока n .

Рассчитанная по формуле (1) подвижность сильно зависит от ширины квантовой ямы, что находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами (рис. 6). Варьируя размеры шероховатостей, можно подогнать температурные зависимости подвижностей. На рис. 5 приведены расчетные зависимости $\mu(T)$ для образцов № 1 и 2 (сплошные линии). Наилучшее согласие с экспериментальными зависимостями подвижности от температуры получается при высоте шероховатости $C = 2.83 \text{ \AA}$ (что соответствует высоте одного слоя) и $A = 130 \text{ \AA}$ (образец № 1), $A = 100 \text{ \AA}$ (образец № 2). По данным фотолюминесценции, полуширина δE линии излучения основного состояния у легированных образцов с теми же параметрами (аналогов легированных) при 4.2 К составляла $\approx 5 \text{ мэВ}$, что соответствует размерам неоднородностей, полученным из подгонки зависимостей $\mu(T)$. Флуктуации энергии основного состояния в квантовой яме δE_0 , вызванные неоднородностями рельефа и величины δE для исследованных образцов, приведены в таблице. Обе величины хорошо совпадают.

Анализ температурных зависимостей проводимости (рис. 2) и отрицательного магнитосопротивления (рис. 3) дает метод определения характерных времен релаксации носителей тока, в частности времени релаксации фазы волновой функции τ_φ из-за квазиупругого рассеяния электронов. Время τ_φ определяется электрон-электронным или электрон-фононным взаимодействием (мы не рассматриваем неупругие времена, связанные с рассеянием с переворотом спина или с междолинным рассеянием). Связь τ_φ с характерным временем неупругих столкновений и временем энергетической релаксации рассмотрена в [10,11].

При низких температурах логарифмический рост сопротивления при понижении температуры и отрицательное магнитосопротивление, квадратичное в слабых и логарифмическое в сильных магнитных полях, хорошо описывается теорией квантовых поправок к проводимости для двумерного случая [12,13], которая справедлива в области вырождения, т.е. при $E_F \gg kT$. При этом при изменении температуры проводимость σ изменяется по закону

$$\sigma(T_2) - \sigma(T_1) = A \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln(T_2/T_1). \quad (2)$$

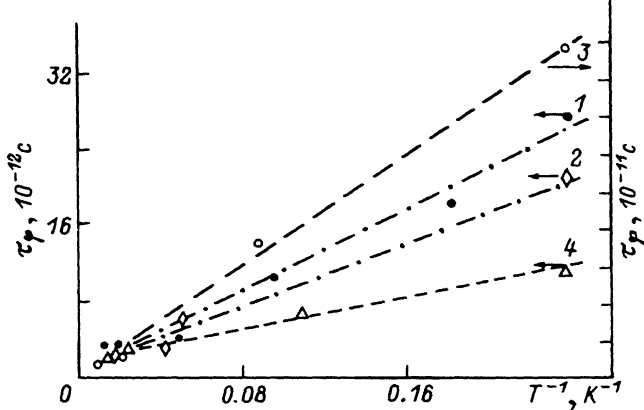


Рис. 7. Зависимости времени релаксации фазы волновой функции τ_φ от обратной температуры.

Цифры соответствуют номерам образцов в таблице.

Коэффициент A в логарифмической температурной зависимости проводимости определяется как слабой локализацией, так и электрон-фононным взаимодействием

$$A = \beta + (1 - p) + \Lambda, \quad (3)$$

где p — показатель степени в зависимости τ_φ от температуры $[10,11]$,

$$\tau_\varphi = aT^{-p}, \quad (4)$$

Λ — константа электрон-электронного взаимодействия в диффузионном канале.

В магнитном поле изменение проводимости описывается формулой

$$\sigma(H) - \sigma(0) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}(1 - \beta)f_2\left(\frac{4DeH\tau_\varphi}{\hbar c}\right), \quad (5)$$

где D — коэффициент диффузии, $f_2(x)$ имеет асимптотику $x^2/24$ при $x \ll 1$ и $\ln x$ при $x \gg 1$ $[12]$. Коэффициент β учитывает поправку Маки-Томпсона, связанную с рассеянием на сверхпроводящих флуктуациях.

Как показано в $[14]$, зависимость (5) справедлива, пока магнитная длина $l_H = (\hbar c/eH)$ остается больше длины свободного пробега l электронов. В исследованных в настоящей работе образцах подвижность электронов составляла $12 - 860 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, что в принципе позволяет применять формулу (5) в использованных в настоящей работе магнитных полях. Магнитное поле разрушает слабую локализацию и подает соответствующий вклад (4). Зависимость Λ от магнитного поля должна проявляться при $g\mu_B H/kT > 1$ (μ_B — магнетон Бора), что в нашем случае позволяет при низких температурах не учитывать этой зависимости. Вообще говоря, можно разделить вклады от слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия, что было сделано для двумерного электронного газа в $[15]$ при сверхнизких температурах. Анализ экспериментальных данных может быть сделан без учета квантовой поправки,

связанной с взаимодействием электронов в куперовском канале [10], что позволяет полностью описать гальваномагнитные явления в двумерном электронном газе [16]. В рамках сделанных предположений, используя формулу Эйнштейна для вырожденного электронного газа

$$\mu = \epsilon D / E_F, \quad (6)$$

можно получить значения коэффициента диффузии (см. таблицу).

Тогда по экспериментальным данным рис. 2, используя τ_φ как параметр в (4), можно подогнать данные по отрицательному магнитосопротивлению. Результат такой обработки показан сплошными линиями на рис. 2. Отсюда получается зависимость τ_φ от температуры (рис. 7). Как следует из полученных данных, зависимость $\tau_\varphi(T)$ хорошо описывается формулой (3) с $p = 1$.

Таким образом, совокупность экспериментальных данных позволяет заключить, что зависимость подвижности электронов в исследованных сверхрешетках от ширины квантовой ямы и температуры при низких температурах можно объяснить рассеянием электронов на неоднородностях рельефа. Гальваномагнитные свойства сверхрешеток описываются при низких температурах теорией квантовых поправок к проводимости с величиной $\tau_\varphi \approx T^{-1}$.

Список литературы

- [1] Силян А.П. // УФН 1985. Т. 147. № 3. С. 485–521.
- [2] Levine B.F., Bethea C.G., Hasnain G., Walker I., Malik P.I. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 4. P. 296–298.
- [3] Hasnain G., Levine B.F., Bethea C.G., Logan R.A., Walker I., Malik R.J. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 25. P. 2515–2517.
- [4] Levin B.F., Hasnain G., Bethea C.G., Chang N. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 26. P. 2704–2706.
- [5] Ploog K., Dohler G.H. // Adv. Phys. 1983. V. 32. P. 285.
- [6] Hirakawa K., Noda T., Sakaki H. // Surf. Sci. 1988. V. 196. P. 365–366.
- [7] Sakaki H., Noda T., Hirakawa K., Tanaka M., Matsusue T. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 12. P. 1934–1936.
- [8] Noda T., Tonaka M., Sakaki H. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. No10. P. 1651–1653.
- [9] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 415 с.
- [10] Altshuler B.L., Aronov A.G. // Modern problems in Condensed Matter Science/Ed. A.L. Efros and M. Pollak. Amsterdam, 1985. P. 1–153.
- [11] Aronov A.G. // Physica B. 1984. V. 126. N 1. P. 314–319.
- [12] Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.Н., Хмельницкий Д.Е. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 2. С. 758–783.
- [13] Полянская Т.А., Шмарцев Ю.В. // ФТП. 1989. Т. 23. № 1. С. 3–32.
- [14] Гаспарян В.М., Зюзин А.И. // ФТТ. 1985. Т. 25. № 6. С. 1662–1666.
- [15] Lin B.J.F., Paalanen M.A., Gossard A.C., Tsui D.C. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 2. P. 927–934.
- [16] Савельев И.Г., Полянская Т.А. // ФТП. 1988. Т. 22. № 10. С. 1818–1826.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступило в Редакцию
25 января 1993г.