

Слабая локализация и межподзонные переходы в δ -легированном GaAs

© Г.М. Миньков, С.А. Негашев, О.Э. Рут, А.В. Германенко, В.В. Валяев*, В.Л. Гуртовой*

Уральский университет,
620083 Екатеринбург, Россия

*Институт полупроводниковой технологии и микроэлектроники Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 1 апреля 1998 г. Принята к печати 13 мая 1998 г.)

Экспериментально исследовано отрицательное магнитосопротивление в δ -легированном GaAs. Показано, что в наиболее совершенных структурах величина префактора в выражении для отрицательного магнитосопротивления существенно превышает теоретическое значение, полученное для двумерной пленки с одной заполненной подзоной размерного квантования. Обсуждается роль большого числа заполненных подзон и межподзонных переходов. Показано, что в δ -легированных слоях симметрия волновых функций и рассеивающего потенциала может привести к тому, что время межподзонных переходов между подзонами с различной четностью ($\tau_{i,j}$) будет больше времени релаксации фазы волновой функции (τ_φ). Такое соотношение $\tau_{i,j}$ и τ_φ должно проявиться в существенном увеличении префактора.

Начиная с пионерских работ [1,2], слабая локализация и связанное с ней отрицательное магнитосопротивление (ОМС) подробно исследовались в различных системах: трехмерных, классических тонких пленках ($1/k_F \ll d \ll D\tau_\varphi$, d — толщина пленки, D — коэффициент диффузии, τ_φ — время релаксации фазы волновой функции носителей тока, k_F — квазиимпульс электрона на уровне Ферми), в структурах с размерно-квантованными состояниями ($d \approx 1/k_F$). В последнем случае могут реализоваться две ситуации: заполнена одна или несколько подзон размерного квантования. Наиболее подробно эффекты слабой локализации и ОМС исследованы в структурах с двумерными (2D) носителями при заполнении лишь одной подзоны размерного квантования. В этом случае ОМС, обусловленное подавлением магнитным полем интерференционной поправки к проводимости, в изотропном случае при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ (\mathbf{n} — нормаль к плоскости структуры) дается известным выражением [3]:

$$\Delta\sigma(B) = \alpha G_0 \varphi_1 = \alpha G_0 \left[\Psi \left(0.5 + \frac{l^2}{4D\tau_\varphi} \right) - \Psi \left(0.5 + \frac{l^2}{4D\tau_p} \right) + \ln \left(\frac{\tau_\varphi}{\tau_p} \right) \right], \quad (1)$$

с префактором $\alpha = 1$. Здесь

$$G_0 = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}, \quad l^2 = \frac{c\hbar}{eB}, \quad D = \frac{\sigma}{e^2 N_F}, \quad N_F = \frac{m^*}{\pi\hbar^2},$$

D — коэффициент диффузии, N_F — плотность состояний на уровне Ферми, m^* — эффективная масса, τ_p , τ_φ — времена релаксации импульса и фазы волновой функции, соответственно, $\Psi(x)$ — дигамма функция. (Вклад электрон-электронного взаимодействия в ОМС в исследованных структурах мы обсудим далее).

В структурах с несколькими заполненными подзонами размерного квантования ОМС существенно зависит от

соотношения времени межподзонных переходов ($\tau_{i,j}$) и времени τ_φ [4]. Легко понять результат в двух крайних случаях: $\tau_{i,j} \gg \tau_\varphi$ и $\tau_{i,j} \ll \tau_\varphi$. В первом случае каждая подзона вносит независимый вклад в проводимость, и выражение для $\Delta\sigma(B)$ может быть записано в виде

$$\Delta\sigma(B) = \sum_i \Delta\sigma_i(B). \quad (2)$$

Во втором случае ($\tau_{i,j} \ll \tau_\varphi$) выражение для $\Delta\sigma(B)$ совпадает с (1), в котором значения D и τ_φ следует заменить на их эффективные значения [4,5]:

$$D_{\text{eff}} = \sum_i D_i \frac{N_F^i}{N_F}, \quad \frac{1}{\tau_\varphi^{\text{eff}}} = \sum_i \frac{1}{\tau_\varphi} \frac{N_F^i}{N_F}, \quad N_F = \sum_i N_F^i, \quad (3)$$

D_i , N_F^i — коэффициент диффузии и плотность состояний в i -й подзоне.

Обычно при анализе ОМС в структурах металл-диэлектрик-полупроводник и гетероструктурах [6] предполагалось, что $\tau_{i,j} \ll \tau_\varphi$. Для таких структур это, по-видимому, справедливо, так как при низких температурах, используемых при исследовании ОМС, величина τ_φ порядка $10^{-11} \div 10^{-12}$ с, что на $2 \div 3$ порядка больше, чем τ_p . Несмотря на то, что $\tau_{i,j}$ превышает τ_p в несколько раз [7], оно остается много меньше τ_φ .

Слои с δ -легированием с точки зрения межподзонных переходов представляют собой совершенно отдельный случай. Это связано с несколькими причинами.

1. В δ -легированных слоях при достаточном удалении их от поверхности полупроводника, когда поле барьера Шоттки мало, потенциал $V(z)$, формирующий уровни размерного квантования, вблизи δ -слоя практически симметричен относительно плоскости легирования (рис. 1), поэтому электронные волновые функции $F_n(x, y, z) = f(z)_n f_n(x, y)$ имеют определенную четность по z .

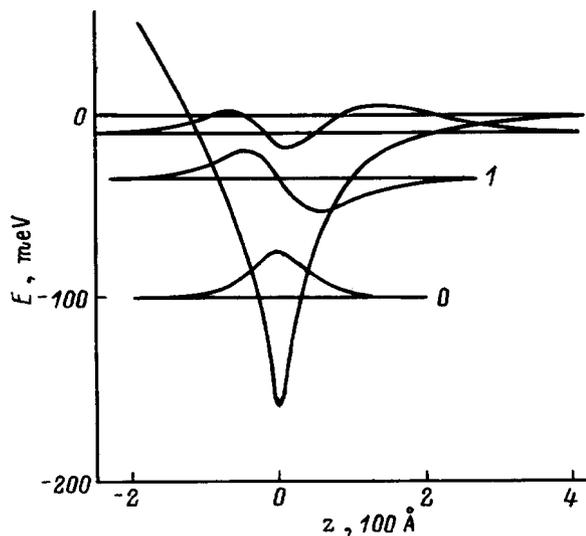


Рис. 1. Энергетическая диаграмма и волновые функции структуры с δ -слоем. В расчете использовались параметры образца 1L. Волновая функция подзоны 3 не показана, что бы не загромождать рисунок.

2. Межподзонаные переходы происходят за счет потенциала V_{sc} , представляющего собой разницу между локальным потенциалом ($\sum e/\kappa(r - r_i) + V_e$, где $e/\kappa(r - r_i)$ — потенциал одиночной примеси, а V_e — потенциал электронов) и средним потенциалом, который равен сумме потенциала равномерно заряженной плоскости ($E_0/|z|$) с плотностью заряда en_e (n_e — концентрация заряженной примеси) и потенциала электронов. Этот потенциал

$$V_{sc} = \sum e/\kappa(r - r_i) - E_0|z|$$

быстро затухает в направлении z с параметром порядка 20 \AA .

Переходы между подзонами с различной четностью могут происходить только за счет нечетной части рассеивающего потенциала, которая появляется только при отклонении положения примеси от плоскости легирования, так что в идеальной структуре такие переходы запрещены из условий симметрии. В реальных δ -легированных структурах толщина слоя, содержащего примесь (d), составляет обычно $10 \div 15 \text{ \AA}$, и матричный элемент для переходов между состояниями с различной четностью будет мал в меру малости отношения $d/\langle z \rangle$, где $\langle z \rangle \simeq 100 \div 200 \text{ \AA}$ — характерный размер волновой функции в направлении z .

Таким образом в δ -слоях для переходов между состояниями с различной четностью может выполняться соотношение $\tau_{i,j} > \tau_\varphi$. Время же перехода между состояниями с одинаковой четностью, по-видимому, не значительно больше, чем τ_p , и для них справедливо обратное соотношение $\tau_{i,j} < \tau_\varphi$, т.е. в δ -слоях может реализоваться необычная (для интерференционных эффектов) ситуация, когда вся электронная система разде-

лится на две подсистемы: носители в четных подзонах и носители в нечетных подзонах. Внутри каждой из них будет выполняться условие $\tau_{i,j} < \tau_\varphi$, а для переходов между ними — $\tau_{i,j} > \tau_\varphi$. В этом случае эффект ОМС определяется поправкой к проводимости, представляющей собой сумму вкладов от четных ($\Delta\sigma_{\text{even}}$) и нечетных ($\Delta\sigma_{\text{odd}}$) подзон

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_{\text{even}} + \Delta\sigma_{\text{odd}}, \quad (4)$$

каждый из которых дается выражениями (1) с соответствующими эффективными параметрами (3). Непосредственное использование этого выражения для анализа экспериментальных результатов бессмысленно, так как требует знания большого числа параметров: D , τ_p , τ_φ для каждой из систем подзон. Если же при таком анализе пользоваться выражением (1), как это мы будем делать при анализе всех экспериментальных результатов, то указанная выше особенность δ -слоев должна проявиться в необходимости введения префактора $\alpha > 1$. При равенстве значений D и τ_φ в четных и нечетных подзонах, префактор должен быть равен 2.

ОМС в δ -легированных слоях довольно подробно исследовалось в работах [8–13], однако в них основное внимание было уделено определению времени релаксации фазы, его температурной и концентрационной зависимостям. К сожалению, из приведенных в этих работах результатов не удается сделать вывод о величине префактора и роли межподзонаных переходов в ОМС.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований ОМС в δ -легированных кремнием слоях GaAs, выращенных методом MOCVD. В качестве подложки использовался компенсированный GaAs, на котором выращивался буферный слой n^- -GaAs толщиной 500 нм , δ -легированный кремнием слой и поверхностный слой n^- -GaAs толщиной 100 нм . Концентрация электронов, определенная из холловских измерений в магнитном поле $B = 25 \text{ Тл}$, и холловская подвижность $\mu = R(25 \text{ Тл})\sigma(B = 0)$ приведены в таблице. Измерения проводились как на охлажденных в темноте образцах, так и после засветки (в состоянии замороженной фотопроводимости). Природа замороженной фотопроводимости в δ -легированном GaAs до конца

Параметры исследованных образцов

№ образца*	$n_e, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu, 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$B_{ih}, \text{ кЭ}$	$\alpha (T = 4.2 \text{ К})$	Число подзон**
1L	4.3	2.9	1.4	1.6 ± 0.08	4
2L	3.2	2.7	1.6	1.4 ± 0.08	3
1D	4	2.2	2.5	1.08 ± 0.08	4
2D	3	1.3	7.2	1.17 ± 0.08	3
3D	6	1.6	3.2	0.75 ± 0.08	4
4D	0.8	0.44	150	0.7 ± 0.08	2

Примечания. * Буквы в номере образца обозначают: D — измерения в темноте, L — после освещения. ** Количество заполненных подзон определено из спектров Фурье для осцилляций Шубникова–де-Газа.

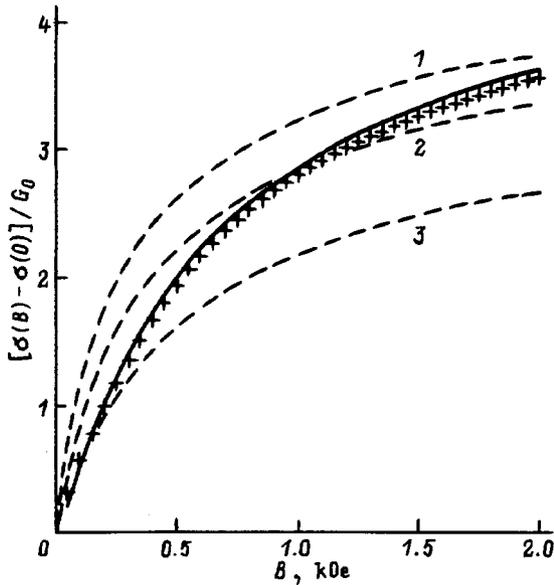


Рис. 2. Зависимость магнитопроводимости от магнитного поля $\delta\sigma(B) \equiv \sigma(B) - \sigma(0)$ для образца 1L при $T = 4.2$ К (крестики) и теоретическая зависимость (1) с параметрами $\alpha = 1.6$, $\tau_\varphi = 4.5 \cdot 10^{12}$ с (сплошная линия). Штриховыми линиями представлены теоретические зависимости при $\alpha = 1$ и значениях τ_φ , 10^{-11} с: 1 — 2.1, 2 — 1.4, 3 — 0.7.

не известна, и мы будем рассматривать результаты, полученные на одном образце до и после засветки, как результаты для разных образцов. Измерения проводились в магнитном поле, параллельном нормали к плоскости структуры, в диапазоне температур $1.5 \div 20$ К.

Рассмотрим сначала результаты, полученные на образцах 1L и 2L. Зависимость проводимости образца 1L от магнитного поля при $T = 4.2$ К приведена на рис. 2. На том же рисунке сплошной кривой показан результат подгонки экспериментальных данных выражением (1) при использовании значений $\tau_p = \mu t^*/e$, $D = \sigma/(e^2 N_F N)$ и подгоночных параметров α и τ_φ (N — количество заполненных подзон (см. таблицу)). Выражение (1) получено в диффузионном приближении и поэтому обработка зависимостей велась в магнитных полях $B < B_{th} = c\hbar/(4eD\tau_p)$ (см. таблицу). Штриховые кривые соответствуют выражению (1) при значении $\alpha = 1$ и различных значениях τ_φ . Видно, что согласие с экспериментом можно получить только при значении α существенно большем 1.

Пронализируем насколько этот вывод зависит от сделанных при обработке приближений:

1. Количество заполненных подзон в δ -легированных слоях известно с точностью до 1 (поскольку концентрация электронов в верхней подзоне мала и она может не проявиться в фурье-спектрах осцилляций Шубникова-де-Гааза, которые были измерены для всех исследованных образцов) и в результате с точностью $30 \div 50\%$ известно значение коэффициента диффузии. Однако при варьировании D в этих пределах, выражение (1) по-

прежнему прекрасно описывает ОМС, при этом изменяется экспериментально определяемое значение τ_φ , а величина префактора α практически не изменяется.

2. При подгонке магнитосопротивления выражением (1) мы использовали значение τ_p , определенное из холловской подвижности, которое соответствует некоему усредненному по всем подзонам значению τ_p . Однако и в этом случае вариация τ_p в широком интервале (в несколько раз) практически не изменяет величину α .

3. Использование выражения (1) подразумевает пренебрежение спин-орбитальным взаимодействием, что соответствует условию $\tau_s \gg \tau_\varphi$ (τ_s — время спиновой релаксации). При учете спин-орбитального взаимодействия магнитосопротивление зависит как от τ_φ , так и от τ_s и описывается выражением, полученным в работе [3]. (Это выражение справедливо, когда спиновая релаксация описывается одним временем τ_s , что является хорошим приближением для квантовых ям в полупроводниках $A^{III}B^V$ при больших концентрациях электронов [14,15]). В этом случае при $\tau_s \leq \tau_\varphi$ характер магнитосопротивления качественно изменяется — в малых полях должен появиться участок положительного магнитосопротивления. Такой участок не наблюдался ни в одном из исследованных образцов. При $\tau_s > \tau_\varphi$ использование выражения (1) для обработки экспериментальных зависимостей $\Delta\sigma(B)$ дает значительную ошибку при определении τ_φ (фактически определяется значение, близкое к $(1/\tau_\varphi + 1/\tau_s)^{-1}$), но мало (меньше 10%) изменяет значение префактора.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что по крайней мере для некоторых δ -легированных слоев значение префактора α в выражении (1), описывающем ОМС, существенно больше 1, что соответствует описанной выше особенности межподзонных переходов в δ -легированных слоях.

Отличие значения префактора от 2 могло бы быть связано с нарушением условия $\tau_{i,j} \gg \tau_\varphi$. В таком случае должна наблюдаться заметная температурная зависимость префактора, поскольку при низких температурах $\tau_{i,j}$ не зависит от T , а $\tau_\varphi \sim 1/T$ (рис. 3, а), и соотношение $\tau_{i,j}$ и τ_φ в этом случае будет заметно изменяться с температурой. Однако, как видно из рис. 3, б, префактор α практически не зависит от T во всем диапазоне температур $1.5 < T < 20$ К, в котором τ_φ изменяется от 10^{-11} до 10^{-12} с. На наш взгляд, это означает, что в образцах с $\alpha > 1$ время переходов между подзонами с различной четностью больше 10^{-11} с.

Несколько меньшее 2 значение префактора может быть связано с существенной разницей эффективных коэффициентов диффузии и τ_φ в четных и нечетных подзонах. Как показано в работах ([16] и ссылки в ней), проводимости в различных подзонах δ -слоев и, следовательно, коэффициенты диффузии отличаются не более чем в $1.5 \div 2$ раза (уменьшение концентрации с ростом номера подзоны компенсируется увеличением подвижности). Если для оценки τ_φ использовать выражение $1/\tau_\varphi = (\pi G_0 kT/\hbar\sigma) \ln(\sigma/2\pi G_0)$ [17], то в

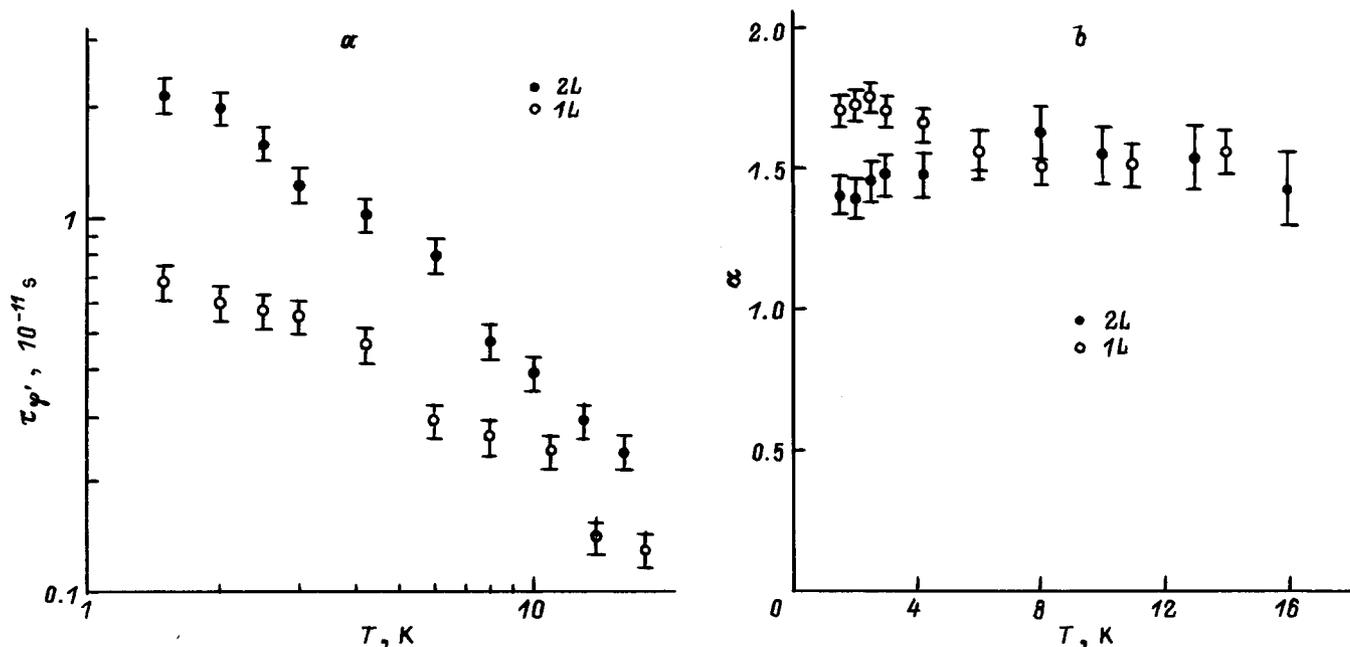


Рис. 3. Температурные зависимости τ_{φ} (a) и α (b) для образцов 1L и 2L.

случае нескольких заполненных подзон значения $D\tau_{\varphi}$ могут отличаться в 3–4 раза. Полагая, что эффект ОМС описывается выражением (4), и сопоставляя $\Delta\sigma(B)$ с выражением (1), как мы поступаем при обработке экспериментальных результатов, можно увидеть, что отличие $D\tau_{\varphi}$ в 4 раза приводит к уменьшению значения α от 2 до 1.6.

Во многих работах [12,18] уменьшение префактора связывают с вкладом в ОМС электрон-электронного ($e-e$) взаимодействия. В малых магнитных полях вклад в эффект ОМС дают два члена от взаимодействия в куперовском канале [17]:

$$\Delta\sigma_1^{ee} = -\beta(g)G_0\varphi_1 \quad \Delta\sigma_2^{ee} = -g(T)G_0\varphi_2.$$

Первый, известный как поправка Маки–Томпсона, имеет ту же полевую зависимость, что и выражение (1), при этом функция $\beta(g)$ всегда положительна, не зависит от знака константы $e-e$ -взаимодействия $g(T)$, а зависит лишь от ее модуля. Второй имеет несколько другую полевую и температурную зависимость (функция φ_2 приведена в работе [19]). Константа $g(T)$ может быть положительной или отрицательной при эффективном отталкивании или притяжении между электронами соответственно. Для того чтобы оценить насколько $e-e$ -взаимодействие может изменить префактор, мы рассчитали суммарное ОМС при различных значениях $g(1.5\text{ K})$ с параметрами D , τ_{φ} , τ_p , соответствующими исследованным образцам. Описывая его выражением (1), так же как мы поступаем с экспериментальной зависимостью $\Delta\sigma(B)$, и используя при этом величины α и τ_{φ} в качестве подгоночных параметров, можно убедиться, что согласие и в этом

случае получается хорошим. При этом, когда $g(T)$ отрицательно, значение префактора близко к 1 и практически не зависит от T . Это связано с тем, что в малых магнитных полях два вклада $e-e$ -взаимодействия практически полностью компенсируют друг друга. При положительном $g(1.5\text{ K}) \leq 0.3$ значение префактора уменьшается на 0.2–0.25, при $g(1.5\text{ K}) \geq 0.3$ уменьшается больше, но у префактора появляется сильная температурная зависимость. Экспериментально заметной температурной зависимости префактора не обнаружено ни в одном из исследованных образцов, поэтому, на наш взгляд, малое значение α в образцах 1D–4D не связано с вкладом $e-e$ -взаимодействия.

Остается вопрос — почему во многих образцах (см. таблицу) экспериментально определенное значение префактора близко к 1 или даже меньше 1?

Возможной причиной уменьшения префактора в реальных образцах могут быть макроскопические неоднородности проводимости. Вклад таких неоднородностей в эффект ОМС можно оценить, используя теорию гальваномагнитных явлений в двухкомпонентных средах [20], задавая зависимость $\sigma_i(B)$ в каждой из компонент выражением (1) и варьируя их относительный объем и значения n^i , μ^i , τ_{φ}^i . Обработывая рассчитанное таким образом ОМС двухкомпонентной среды согласно (1) с подгоночными параметрами α и τ_{φ} , легко увидеть, что всякая неоднородность только уменьшает значение префактора α .

Свидетельством наличия таких неоднородностей в исследованных образцах является большая величина замороженной фотопроводимости. Из результатов исследований осцилляций Шубникова–де-Гааза следует, что при

освещении не происходит заметного перераспределения электронов между подзонами и засветка лишь немного (на $10 \div 15\%$) увеличивает концентрацию носителей, но значительно (в 1.5–2 раза) — их подвижность. На наш взгляд, такое поведение можно понять лишь предположив наличие в образце значительных неоднородностей, которые экранируются фотоносителями. Косвенным свидетельством того, что именно неоднородности приводят к уменьшению величины префактора в исследованных образцах, является рост α после засветки, под действием которой, как мы считаем, роль макроскопических неоднородностей уменьшается.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что в δ -легированных слоях времена переходов между подзонами размерного квантования с различной четностью больше 10^{-11} с, т.е. больше времени релаксации фазы волновой функции при низких температурах. (К сожалению, нам не удалось найти в литературе правильно рассчитанные времена $\tau_{i,j}$ с учетом флуктуаций в распределении примесей как в направлении поперек, так и в плоскости легирования). Эта особенность приводит к тому, что для хороших δ -легированных слоев величина префактора α в выражении для ОМС становится близкой к 2. Малое значение α , наблюдаемое во многих δ -легированных слоях, может быть связано с макроскопическими неоднородностями, большой толщиной легированного слоя и асимметрией потенциала, связанной с близостью барьера Шоттки.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 97-02-16168) и программы "Физика твердотельных наноструктур".

Список литературы

- [1] E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello, T.V. Ramakrishnan. Phys. Rev. Lett., **42**, 673 (1979).
- [2] B.L. Altshuler, D. Khmel'nitskii, A.I. Larkin, P.A. Lee. Phys. Rev. B, **22**, 5142 (1980).
- [3] S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka. Progt. Theor. Phys., **63**, 707 (1980).
- [4] S. Iwabuchi, Y. Nagaoka. J. Phys. Soc. Japan., **58**, 1325 (1988).
- [5] Н.С. Аверкиев, Г.Е. Пикус. ФТП, **39**, 1659 (1997).
- [6] А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев. ФТП, **31**, 459 (1997).
- [7] P.T. Coleridge. Semicond. Sci. Technol., **5**, 961 (1990).
- [8] Г.М. Гусев, З.Д. Квон, Д.И. Лубышев, В.П. Мигаль, В.Н. Овсяк, В.В. Преображенский, С.И. Стенин. ФТП, **30**, 3148 (1988).
- [9] M. Asche, K.J. Friland, P. Kleinert, H. Kostial, J. Gerzog, R. Hey. Superlat. Microstr., **10**, 425 (1990).
- [10] Г.М. Гусев, З.Д. Квон, Д.И. Лубышев, В.П. Мигаль, А.Г. Погосов. ФТП, **25**, 601 (1991).
- [11] М.В. Буданцев, З.Д. Квон, А.Г. Погосов. ФТП, **26**, 1565 (1992).
- [12] V.A. Kulbachinskii, N.B. Brandt, V.G. Kytin, V.I. Kadushkin, A.P. Senichkin, E.L. Shangina. Phys. Low-Dim. Structur., **12**, 237 (1995).
- [13] W. Poirier, D. Mailly, M. Sanquer. cond-mat/9706287.

- [14] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J.L. Robert, G.E. Pikus, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, Yu.B. Lyanda-Geller. Phys. Rev. B, **53**, 3912 (1996).
- [15] T. Hassenkam, S. Pedersen, K. Baklanov, A. Kristensen, C.B. Sorensen, P.E. Lindelof, F.G. Pikus, G.E. Pikus. Phys. Rev. B, **55**, 9298 (1997).
- [16] А.Я. Шик. ФТП, **26**, 1161 (1992).
- [17] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitsky. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **15**, 7367 (1982).
- [18] А.И. Ларкин. Письма ЖЭТФ, **31**, 239 (1980).
- [19] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.Л. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. ЖЭТФ, **81**, 768 (1981).
- [20] Б.Я. Балагуров. ЖЭТФ, **82**, 1333 (1982).

Редактор Т.А. Полянская

Weak localization and intersubband transitions in δ -doped GaAs

G.M. Minkov, S.A. Negashev, O.E. Rut,
A.V. Germanenko, V.V. Valyaev*, V.L. Gurtovoi*

Ural University,
620083 Ekaterinburg, Russia

*Institute of Microelectronics Technology,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia

Abstract Experimental results on the negative magnetoresistance in δ -doped GaAs are presented. It has been shown that in more perfect structures the value of a prefactor in the expression for the negative magnetoresistance is significantly larger than the theoretical value for 2D film with a single subband. The role of a large number of subband structures and intersubband transitions are discussed. It is shown that symmetry of the wave functions and scattering potential may lead to the fact that the interband transition time for subbands with different parities ($\tau_{i,j}$) is larger than phase-breaking time (τ_φ). Such a relation between $\tau_{i,j}$ and τ_φ should result in significant increasing of the prefactor.

Fax: (3432) 615 978

E-mail: grigori.minkov@usu.ru