

Истощение инверсного электронного канала на гетерогранице II типа в системе $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$

© Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, А.Е. Розов, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 1 июля 1997 г. Принята к печати 14 июля 1997 г.)

Исследованы транспортные свойства одиночных гетероструктур II типа $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ и параметры электронного канала в зависимости от уровня легирования акцепторами четверного эпитаксиального слоя GaInAsSb. Обнаружено резкое падение подвижности в электронном канале на гетерогранице при сильном легировании твердого раствора, что может быть связано с переходом от полуметаллической проводимости к полупроводниковой и обусловлено сужением электронного канала и сильной локализацией электронов в ямах потенциального рельефа на интерфейсе.

Ранее нами было показано [1–3], что в одиночных гетероструктурах $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ с нелегированными слоями четверного твердого раствора с разьединенными гетеропереходом II типа на гетерогранице существует электронный канал с высокой подвижностью электронов $\mu_n = (5-7) \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Наличие такого канала в гетеропереходах II типа связано с пространственным разделением электронов и дырок и локализацией их в самосогласованных ямах по обе стороны гетерограницы.

В данной работе рассматривается влияние легирования твердого раствора акцепторными примесями (Zn, Ge, Sn) в широком диапазоне концентраций на свойства электронного канала в гетероструктурах $p\text{-Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$. Исследовались коэффициент Холла R_H , электропроводность σ и подвижность μ_n при температурах от 77 до 200 К в магнитных полях от 1 до 20 кЭ. Обнаружено, что при сильном легировании твердого раствора $p\text{-GaInAsSb}$ акцепторами происходит резкое падение подвижности в электронном канале, связанное с сужением электронного канала и возрастающей ролью рассеяния на шероховатостях гетерограницы.

Экспериментальные результаты

Гетероструктуры $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ были получены методом жидкофазной эпитаксии при $T = 600^\circ\text{C}$. На высокоомных подложках $p\text{-InAs}$ с параметрами при 77 К $\sigma = 0.2 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, $p = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($E_G = 0.4 \text{ эВ}$) выращивались эпитаксиальные слои твердого раствора $p\text{-Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}$ ($E_g = 0.63 \text{ эВ}$ при $T = 77 \text{ К}$) с разным уровнем легирования акцепторными примесями ($3 \cdot 10^{-3} \leq \text{Zn} \leq 1.2 \cdot 10^{-2} \text{ ат\%}$, $2.4 \cdot 10^{-3} \leq \text{Ge} \leq 2.7 \cdot 10^{-2} \text{ ат\%}$, $4.5 \cdot 10^{-2} < \text{Sn} < 10^{-1} \text{ ат\%}$). Толщина выращенных слоев составляла примерно 2 мкм. На образцы прямоугольной формы наносились 6 индиевых контактов со стороны поверхности твердого раствора. При токе $I \leq 100 \text{ мкА}$, когда выполнялся закон Ома, в интервале 77 ÷ 200 К (выше 200 К сказывалась проводимость подложки) измерялось падение напряжения на потенциальных зондах V_σ , и холловская эдс V_H в магнитных

полях $H = 1 \div 20 \text{ кЭ}$. Из этих данных рассчитывались электропроводность σ , коэффициент Холла R_H на единицу площади и холловская подвижность $\mu_H = R_H \sigma$.

Параметры исследованных образцов при $T = 77 \text{ К}$ приведены в табл. 1. Как видно из таблицы, знак эдс Холла при $H \approx 1 \text{ кЭ}$ во всех образцах при легировании акцепторами (Zn, Ge, Sn) указывает на электронный характер проводимости (исключение составляют только структуры с максимальным уровнем легирования Zn, см. образец 5). Это, по нашему мнению, связано с проводимостью электронного канала, расположенного на гетерогранице в разьединенном гетеропереходе II типа

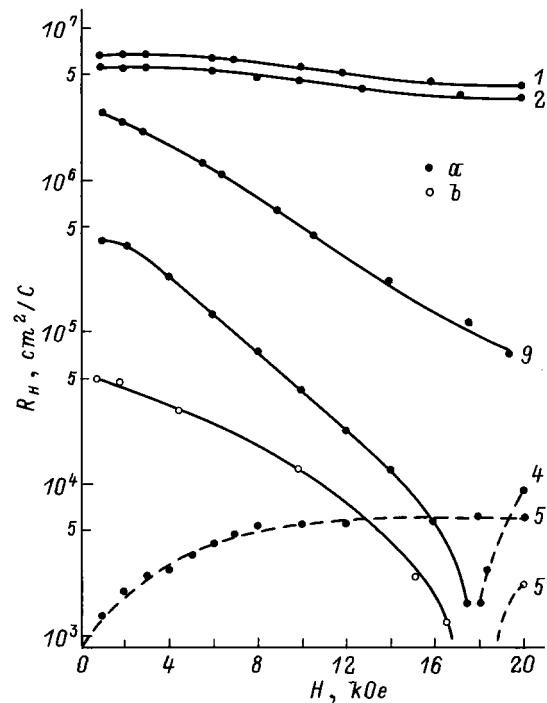


Рис. 1. Коэффициент Холла R_H в зависимости от напряженности магнитного поля H в гетероструктурах $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при температуре T , К: а — 77, б — 200. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1. Сплошные линии — $R_H < 0$, штриховые — $R_H > 0$.

Таблица 1. Параметры образцов p -GaInAsSb/ p -InAs при $T = 77$ К

№ образца	Примесь в твердом растворе		Тип проводимости по эдс Холла	σ , 10^3 Ом^{-1}	$\mu_H = R_H \sigma$, $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	
	тип	количество, ат%			$H = 1 \text{ кЭ}$	$H = 20 \text{ кЭ}$
1	—	—	n	9.6	-57000	-45000
2	Zn	$3 \cdot 10^{-3}$	n	8.8	-49000	-35000
3	Zn	$4 \cdot 10^{-3}$	n	9	-24400	-18000
4	Zn	$8 \cdot 10^{-3}$	n	10	-3500	+180
5	Zn	$1.2 \cdot 10^{-2}$	p	13	+20	+80
6	Ge	$2.5 \cdot 10^{-3}$	n	10	-35000	-11000
7	Ge	$2.75 \cdot 10^{-2}$	n	14	-2800	+100
8	Sn	$4.6 \cdot 10^{-2}$	n	9	-55000	-42400
9	Sn	10^{-1}	n	4.8	-11700	-480

со стороны InAs [2]. Величина холловской подвижности $\mu_H = R_H \sigma$, при слабом легировании твердого раствора (образцы 2, 6 и 8) сохраняла такие же высокие значения, как и в структурах с нелегированными слоями (образец 1 в табл. 1). При сильном легировании твердого раствора (образцы 4, 7 и 9) наблюдалось резкое уменьшение подвижности и появлялась сильная зависимость R_H и μ_H от напряженности магнитного поля.

На рис. 1 представлена зависимость R_H от напряженности магнитного поля при $T = 77$ К. Видно, что для образцов с нелегированным и слабо легированным акцепторами слоем твердого раствора (кривые 1, 2) $R_H < 0$ и почти не зависит от H , т.е. проводимость определяется одним сортом носителей (электронами). При высоком уровне легирования акцепторной примесью (кривые 4, 9) наблюдается резкая зависимость R_H от H вплоть до инверсии знака эдс Холла. Такая зависимость характерна для проводимости, обусловленной двумя типами носителей тока разного знака: в слабом поле в этом случае основную роль играют высокоподвижные электроны, сосредоточенные на гетерогранице, а в сильном поле становится заметной дырочная проводимость твердого раствора. Естественно, проводимость слоя твердого раствора увеличивается с ростом уровня его легирования акцепторами. В образце с максимальным содержанием Zn (кривая 5) знак эдс Холла соответствует дырочному характеру проводимости при всех магнитных полях. В этом образце наблюдается постоянство коэффициента Холла при $H > 10$ кЭ. Можно считать, что коэффициент Холла в этой области магнитного поля полностью отражает свойства легированного твердого раствора p -GaInAsSb, а электронный канал проявляется только в уменьшении значения R_H при $H < 10$ кЭ.

Рассмотрим температурную зависимость R_H для образцов с различным уровнем легирования твердого раствора, которые представлены на рис. 2 и 3. В образце 2 (рис. 2, кривая *a*) со слабо легированным слоем твердого раствора коэффициент Холла R_H слегка падает с ростом температуры в магнитных полях в диапазоне $1 \div 20$ кЭ. В образце 4 (рис. 2, кривые *b*) с сильно легированным слоем твердого раствора наблюдается рост R_H с повышением температуры, причем тем значительнее,

чем выше напряженность магнитного поля, а в сильных магнитных полях ($H = 20$ кЭ) происходит смена знака эдс Холла при $T = 130$ К с дырочного на электронный. В образце 5 (рис. 3) с максимально легированным эпитаксиальным слоем такая смена знака наблюдалась при всех магнитных полях, и чем ниже H , тем при

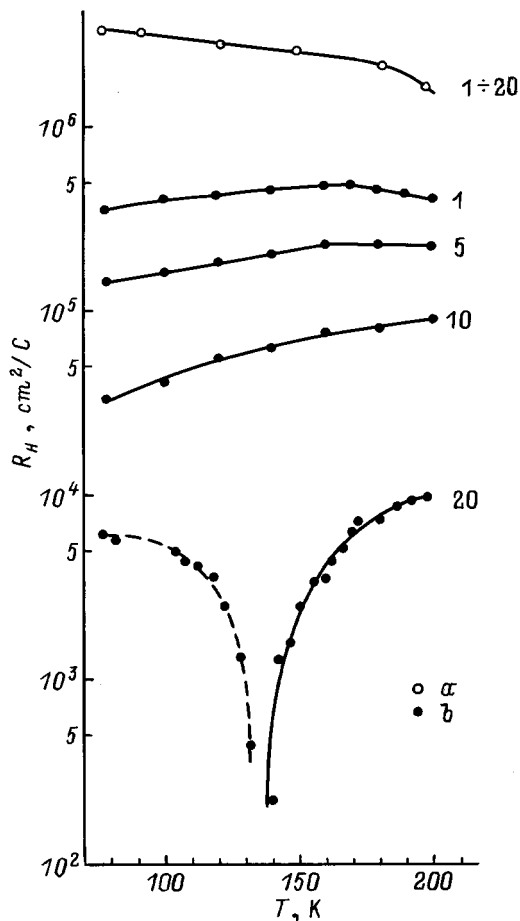


Рис. 2. Зависимость коэффициента Холла R_H от температуры при различных напряженностях магнитного поля для образцов из табл. 1: *a* — образец 2, *b* — образец 4. Сплошные и штриховые линии — то же, что и на рис. 1. Цифры у кривых указывают величину магнитного поля в кЭ.

более низких T это происходило. Это указывает на то, что вклад электронов в общую проводимость структуры увеличивается с ростом температуры. Температурная зависимость холловской подвижности для этих образцов была аналогична зависимости $R(T)$.

На рис. 4 представлены зависимости холловской подвижности μ_H в слабом магнитном поле $H = 1 \text{ кЭ}$ (когда величина R_H определяется в основном электронами в двумерном канале) от концентрации Zn, введенного в твердый раствор. Видно, что подвижность в образцах гетероструктур со слабо легированными слоями твердого раствора ($Zn \leq 4 \cdot 10^{-3} \text{ ат\%}$) при $T = 77$ и 200 К (кривые 1 и 2) имеет такие же высокие значения $\mu_H = (3-5) \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, как и в образцах с нелегированными слоями. При сильном легировании твердого раствора ($Zn > 4 \cdot 10^{-3} \text{ ат\%}$) холловская подвижность в канале резко падает как при $T = 77 \text{ К}$ (кривая 1), так и при $T = 200 \text{ К}$ (кривая 2). Полученные зависимости μ_H от концентрации примесей в гетероструктурах $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ существенно отличаются от подобной зависимости, полученной нами ранее [4] для эпитаксиального слоя твердого раствора $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ с $x = 0.1 \div 0.2$, $y = 0.2$, выращенного на подложке GaSb. Нелегированные слои твердых растворов имели p -тип проводимости. Концентрация дырок и подвижность при $T = 77 \text{ К}$ в таких слоях были $p_1 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\mu_1 = 2000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. При легировании этих слоев ак-

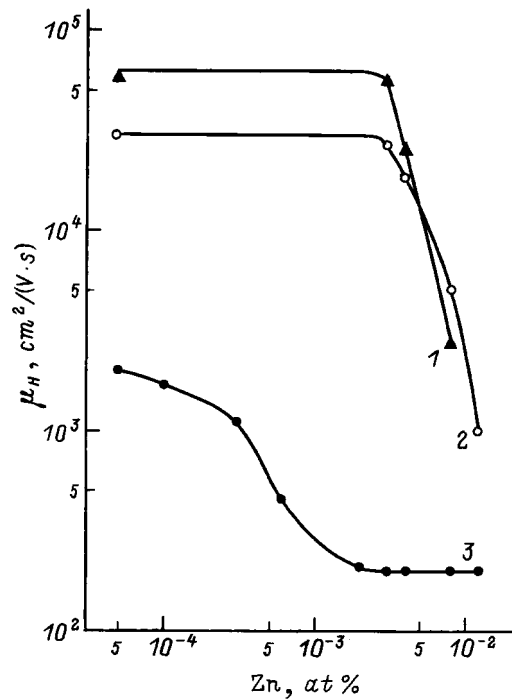


Рис. 4. Зависимость холловской подвижности μ_H при $H = 1 \text{ кЭ}$ от уровня легирования твердого раствора цинком: 1, 2 — для гетероструктур $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$; 3 — для твердого раствора $p\text{-GaInAsSb}$. Температура T , К: 1, 3 — 77, 2 — 200.

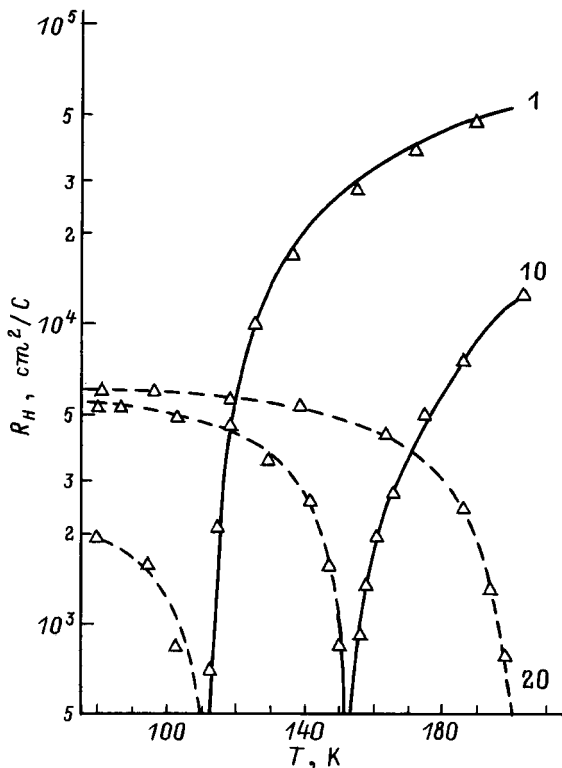


Рис. 3. Зависимость коэффициента Холла R_H от температуры для образца 5 при напряженностях магнитного поля в кЭ, указанных цифрами у кривых. Сплошные и штриховые линии — то же, что и на рис. 1.

цепторными примесями концентрация дырок возрастала, подвижность плавно уменьшалась и при концентрации $p > 10^{18} \text{ см}^{-3}$, когда начиналось вырождение дырочного газа, подвижность становилась практически постоянной и равной $\mu_1 = 200 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Важным результатом является то, что резкое падение подвижности μ_H в гетероструктурах $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ наблюдается именно при таких концентрациях примеси Zn, когда в твердых растворах $p\text{-GaInAsSb}$ начинается вырождение дырочного газа, и подвижность в них уже не зависит от уровня легирования.

Обсуждение результатов

Экспериментальные зависимости коэффициента Холла R_H и подвижности μ_H от температуры и напряженности магнитного поля в гетероструктурах $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ показывают, что свойства электронного канала на гетерогранице зависят от уровня легирования твердого раствора, а значит, и от положения уровня Ферми в твердом растворе.

В образцах со слабо легированными эпитаксиальными слоями, когда уровень Ферми расположен в запрещенной зоне (вдали от гетерограницы), величины R_H и μ_H , как мы видели ранее, определяются одним сортом носителей тока — электронами в канале на гетерогранице. Подвижность электронов в канале при слабом легировании твердого раствора сохраняет высокие

Таблица 2. Параметры твердого раствора и электронного канала

№ образца	Твердый раствор				Электронный канал					
	$p_2, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$\mu_2, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$E_v - E_F, \text{ мЭВ}$		$\mu_1, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$		$N_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$		$d, \text{ \AA}$	
			77 К	200 К	77 К	200 К	77 К	200 К	77 К	200 К
2	0.1	2000	-14	-60	50000	40000	1	-	400	-
4	2	200	+16	-5	35000	5000	13	6.4	110	150
5	6	80	+23	+16	-	1000	-	80	-	50

значения $\mu_H = (3-6) \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ вплоть до гелиевых температур [5], что характерно для полуметаллического состояния.

При высоком уровне легирования твердого раствора, когда уровень Ферми расположен в валентной зоне эпитаксиального слоя (вдали от гетерограницы), зависимости R_H и μ_H от температуры и напряженности магнитного поля свидетельствуют об участии в проводимости как электронов в канале на гетерогранице, так и дырок в твердом растворе, а также о том, что роль электронов в канале возрастает с повышением температуры. Измеренные значения R_H и μ_H во всех образцах при сильном легировании твердого раствора в слабых магнитных полях ($H < 1 \div 2 \text{ кЭ}$) определяются формулами для двуслойной модели [6] с разными знаками носителей заряда в слоях:

$$R_H = (R_1 \sigma_1^2 b_1 - R_2 \sigma_2^2 b_2) / \sigma^2 b, \quad (1)$$

$$\mu_H = (\mu_1^2 n_1 b_1 - \mu_2^2 p_2 b_2) / \sigma b, \quad (2)$$

где b — общая толщина, индекс "2" относится к эпитаксиальному слою твердого раствора, "1" — к электронному каналу на гетерогранице.

Вклад эпитаксиального слоя (член $\mu_2^2 p_2 b_2$ в формуле (2)) в общую измеренную подвижность μ_H в гетероструктурах $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при сильном легировании твердого раствора должен оставаться практически таким же, как и в образцах с нелегированными слоями, поскольку, как было сказано выше, с ростом концентрации дырок на 2 порядка одновременно уменьшается на порядок и подвижность. Это позволяет утверждать, что наблюдаемое нами резкое уменьшение измеряемой подвижности в образцах с сильно легированными эпитаксиальными слоями связано не с большим влиянием эпитаксиального слоя твердого раствора, а с уменьшением подвижности в самом электронном канале, что может быть обусловлено сужением электронного канала и проявлением дополнительных механизмов рассеяния.

Оценка параметров твердого раствора и электронного канала. Полученные зависимости коэффициента Холла и подвижности от температуры и напряженности магнитного поля позволяют сделать некоторые оценки параметров твердого раствора и электронного канала на гетерогранице (табл. 2). Эти оценки были сделаны для сильно легированных образцов 4 и 5

(см. табл. 1) с использованием двуслойной модели, учитывающей вклады в проводимость электронного канала и четверного твердого раствора.

В образце 5 с максимально легированным эпитаксиальным слоем концентрацию дырок в твердом растворе можно оценить из значений коэффициента Холла в сильных магнитных полях ($H = 20 \text{ кЭ}$) при $T = 77 \text{ К}$ (рис. 1). При толщине слоя $b_2 = 2 \text{ мкм}$ концентрация дырок $p_2 = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При этом холловская подвижность $\mu_H = 80 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ отражает подвижность дырок в твердом растворе. При концентрации дырок $p_2 = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ твердый раствор сильно вырожден, уровень Ферми расположен в валентной зоне, его положение при $T = 77 \text{ К}$ соответствует $E_v - E_F = 0.023 \text{ эВ}$. При таком положении уровня Ферми электронный канал на гетерогранице практически не проявляется. Его влияние сказывается только в уменьшении коэффициента Холла при низких полях ($H < 10 \text{ кЭ}$, см. рис. 1). С ростом температуры уровень Ферми поднимается к потолку валентной зоны, степень вырождения дырочного газа уменьшается. При этом на температурной зависимости R_H наблюдается смена знака эдс Холла (см. рис. 3), т.е. основную роль начинают играть электроны в электронном канале, и причем тем сильнее, чем выше температура и ниже напряженность магнитного поля. При $T = 200 \text{ К}$, когда уровень Ферми $E_v - E_F = 0.016 \text{ эВ}$, зависимость $R(H)$ (рис. 1) становится такой же, как в менее легированном образце 4 при $T = 77 \text{ К}$. В точке инверсии коэффициента Холла $R_H = 0$ согласно формулам (1) и (2) вклады электронного канала и твердого раствора равны, т.е. $\mu_1^2 p_1 b_1 = \mu_2^2 n_2 b_2$. Из этого условия, считая, что концентрация и подвижность в эпитаксиальном слое твердого раствора (табл. 2) при вырождении почти не изменяется с ростом температуры и что подвижность μ_H при $H = 1 \text{ кЭ}$ отражает подвижность в электронном канале ($\mu_1 = 1000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$), можно оценить двумерную концентрацию носителей в электронном канале $N_s = n_1 b_1 = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Используя представления двумерной модели [7], можно определить ширину электронного канала d по формуле

$$d = \left[\left(\frac{3}{4} \right)^2 \frac{a_B}{\pi N^*} \right]^{1/3}, \quad (3)$$

где $N^* = N_{\text{depl}} + \frac{1}{32} N_s$ (N_{depl} — остаточная концентрация примеси в обедненном слое), a_B — боровский радиус. Полученные значения d приведены в табл. 2.

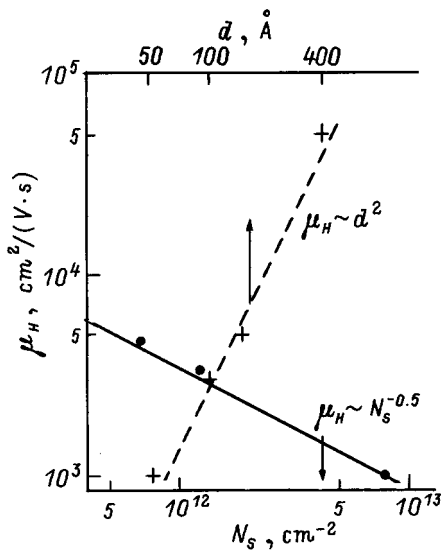


Рис. 5. Зависимость электронной подвижности μ_n в канале от двумерной концентрации электронов N_s . Штриховая линия — зависимость подвижности μ_n от ширины электронного канала d .

Такой же расчет был произведен для образца 4 с менее легированным эпитаксиальным слоем, $p_2 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При этой концентрации дырок уровень Ферми $E_v - E_F = 0.016 \text{ эВ}$ при $T = 77 \text{ К}$. Инверсия знака Холла в этом образце наблюдается только в сильных полях ($H = 20 \text{ кЭ}$) при $T = 130 \text{ К}$, а в слабом поле $H = 1 \text{ кЭ}$ измеренная подвижность μ_n при всех температурах отражала электронную подвижность в канале. Зная значения электронной подвижности и считая p_2 и μ_2 независимыми от температуры, можно оценить двумерную концентрацию N_s и ширину электронного канала при всех температурах (см. табл. 2).

Для образцов с нелегированными и слабо легированными эпитаксиальными слоями твердых растворов *p-GaInAsSb* параметры электронного канала были оценены нами ранее из измерений осцилляций Шубникова–де-Гааза при низких температурах [5]: концентрация двумерных носителей $N_s = 1.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, ширина электронного канала $d = 400 \text{ \AA}$ (образец 2 в табл. 2).

Из полученных данных следует, что в структурах *p-GaInAsSb/p-InAs* при сильном легировании твердого раствора концентрация электронов в канале возрастает и при этом происходит сужение электронного канала d и резкое уменьшение подвижности μ_n . Подвижность в электронном канале уменьшается пропорционально $N_s^{-0.5}$ (см. рис. 5, сплошная линия) и пропорционально d^2 (пунктир). Аналогичные результаты были получены в работах [8–10], где исследовались сверхрешетки II типа с разъединенными зонами (broken-gap) с различной шириной квантовых ям. Такое падение подвижности в сверхрешетках с тонкими слоями объяснялось появлением рассеяния на флуктуациях потенциала и шерохова-

тостях гетерограниц. При этом наблюдался переход от полуметаллического состояния к полупроводниковому.

Резкое уменьшение подвижности при сильном легировании твердого раствора в исследуемых нами гетероструктурах *p-GaInAsSb/p-InAs* может быть также связано с сужением электронного канала и проявлением дополнительных механизмов рассеяния на флуктуациях потенциала и на шероховатостях гетерограницы.

Сопоставление с зонной диаграммой гетероперехода. Полученные результаты согласуются с энергетической диаграммой разъединенного гетероперехода II типа, представленной на рис. 6. В гетероструктурах *p-GaInAsSb/p-InAs* минимум зоны проводимости находится по энергии ниже, чем максимум валентной зоны твердого раствора. Между валентной зоной твердого раствора и зоной проводимости InAs образуется разрыв, по оценкам равный $\Delta = \chi_2 - \chi_1 - E_{g1} = 70 \text{ мэВ}$ (в твердом растворе электронное сродство $\chi_1 = 4.2 \text{ эВ}$, $E_{g1} = 0.63 \text{ эВ}$, в InAs $\chi_2 = 4.9 \text{ эВ}$, $E_{g2} = 0.41 \text{ эВ}$ при $T = 77 \text{ К}$). При сближении этих двух полупроводников на границе раздела происходит перетекание электронов из валентной зоны твердого раствора в зону проводимости InAs и формируются изгибы зон на гетерогранице. При этом по обе стороны гетерограницы образуются потенциальные ямы для электронов и дырок. Уровень Ферми структуры пересекает гетерограницу внутри разрыва зон, причем делит этот промежуток в той про-

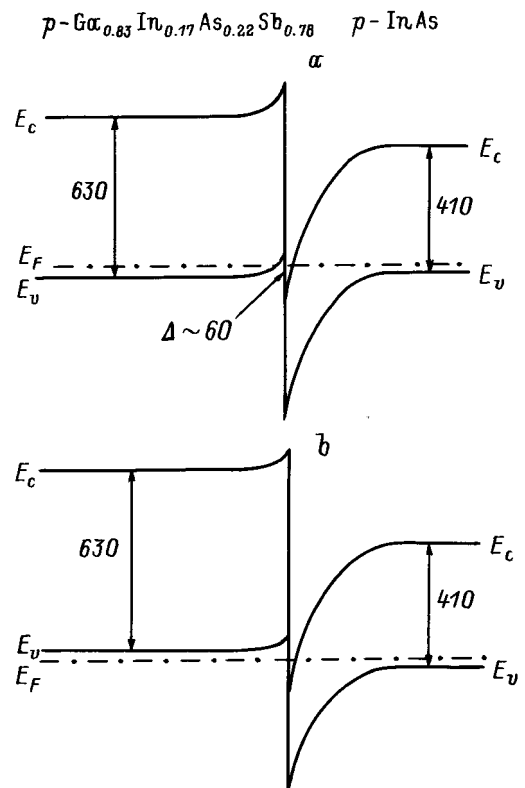


Рис. 6. Энергетическая диаграмма гетероперехода *p-GaInAsSb/p-InAs* для эпитаксиального слоя твердого раствора: *a* — слабо легированного и *b* — сильно легированного. Значения энергии указаны в мэВ.

порции, в которой находятся между собой эффективные массы дырок в твердом растворе и электронов в InAs. Если твердый раствор нелегирован или слабо легирован акцепторными примесями, т.е. $p < 10^{17} \text{ см}^{-3}$, уровень Ферми расположен в запрещенной зоне твердого раствора. На гетерогранице формируется электронный канал глубиной $\Delta = 60 \text{ мэВ}$ и шириной $d = 400 \text{ \AA}$ (рис. 6, *a*) с полуметаллическими свойствами: в нем наблюдается высокая подвижность электронов, независимая от температуры [5].

При сильном легировании твердого раствора, когда $p > 10^{18} \text{ см}^{-3}$, уровень Ферми находится в валентной зоне твердого раствора, величина разрыва на гетерогранице сохраняется, а уровень Ферми в электронном канале опустится вслед за движением его в твердом растворе (рис. 6, *b*). При этом канал становится узким с шириной $d = 50 \div 150 \text{ \AA}$. Появляются дополнительные механизмы рассеяния на флуктуациях потенциала и на шероховатостях гетерограницы. С повышением температуры уровень Ферми в твердом растворе движется к потолку валентной зоны, вслед за ним поднимается и уровень Ферми в канале. Вследствие этого растет ширина канала на уровне Ферми, подвижность электронов в нем возрастает (см. табл. 2).

Заключение

Таким образом, свойства электронного канала в структурах $p\text{-Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$ при различных уровнях легирования твердого раствора акцепторными примесями существенно зависят от положения в нем уровня Ферми: при слабом легировании твердого раствора существует электронный канал с высокой подвижностью электронов, обладающий полуметаллическими свойствами; при сильном легировании твердого раствора наблюдается резкое уменьшение подвижности, связанное с сужением электронного канала, а также с появлением дополнительных механизмов рассеяния на флуктуациях потенциала и на шероховатостях гетерограницы со стороны обоих полупроводников.

Авторы благодарят Т.А. Полянскую и А.Я. Шика за полезную дискуссию и ценные замечания.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 96-0217841а).

Список литературы

- [1] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **30**, 985 (1996).
- [2] М.П. Михайлова, И.А. Андреев, Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **29**, 678 (1995).
- [3] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, С.А. Обухов, А.В. Аникундинов, А.Н. Титков, Ю.П. Яковлев. *Тез. докл. II Российской конф. по физике полупроводников* (СПб., 1996) Т. 2, с. 158.
- [4] Т.И. Воронина, Б.Е. Джуртанов, Т.С. Лагунова, Ю.П. Яковлев. ФТП, **25**, 285 (1991).
- [5] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, С.А. Обухов, А.Е. Розов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **23**, 1 (1997).
- [6] R.L. Petritz. Phys. Rev., **100**, 1254 (1958).
- [7] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1995).
- [8] С.А. Hoffman, J.R. Meyer, E.R. Yougdale, F.J. Bartoli, R.H. Miles, L.R. Ram-Mohan. Sol. St. Electron., **37**, 1203 (1994).
- [9] А.Н. Силин. УФН, **147**, 485 (1985).
- [10] L. Esaki. Lect. Not. Phys., **133**, 302 (1980).

Редактор Т.А. Полянская

Depletion of inverse electron channel at the type II heterointerface in the system of $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$

T.S. Lagunova, T.I. Voronina, M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, A.E. Rosov, Yu.P. Yakovlev

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

Abstract Magnetotransport and electron channel parameters were investigated in the $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ heterojunctions depending on acceptor doping level of quaternary layer. An abrupt decrease in carrier mobility with increasing doping level in these heterojunctions was observed, which is connected with narrowing and depletion of the channel near the interface and strong localization of electrons in potential wells at the interface.