

## Влияние давления на концентрацию квазидвумерных носителей в системе GaSb/InAs/GaSb с квантовыми ямами

© А.Н. Вороновский, Е.М. Дижур, Е.С. Ицкевич, Л.М. Каширская, Р.А. Стрэдлинг\*

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф.Верещагина Российской академии наук, 142092 Троицк, Московская обл., Россия  
\* Imperial College, London SW7 2BZ, UK

(Поступила в Редакцию 17 октября 1996 г.)

Проведены измерения магнетосопротивления и ЭДС Холла в полях до 7Т при 4.2 К под давлением до 2.5 GPa для систем с квантовыми ямами GaSb/InAs/GaSb различной ширины и с разным типом интерфейса. Из анализа осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ) и зависимости компонент тензора магнетосопротивления в рамках классической модели с двумя типами носителей определена барическая зависимость концентраций электронов и дырок. Показано, что под давлением происходит переход от полуметаллического к полупроводниковому режиму проводимости.

Как известно, в структурах с гетеропереходами типа II возможно получение пространственно разделенных слоев сильно вырожденных носителей с высокой подвижностью, обусловленной отсутствием рассеяния на легирующих примесях. Применение таких структур представляет интерес как возможная технологическая база для изготовления генераторов СВЧ-диапазона (InAs/AlSb), туннельных диодов (InAs/GaSb), детекторов ИК-излучения (InAs/GaInSb) и т. п. [1].

Технология молекулярно-лучевой эпитаксии позволяет выращивать гетероструктуры с точностью до атомного уровня, и с этой точки зрения системы на основе GaSb/InAs представляют интерес еще и потому, что отсутствие одинаковых ионов по обе стороны от поверхности раздела предоставляет возможность строить два типа интерфейса: со связями типа InSb или GaAs. Свойства носителей в двумерных электронном и дырочном слоях зависят главным образом от поведения энергетических зон вблизи интерфейса, которое в свою очередь является предметом как теоретического, так и экспериментального изучения. Соответствующая энергетическая диаграмма для рассматриваемой системы представлена на рис. 1. Применение высоких давлений позволяет расширить экспериментальную базу таких исследований благодаря весьма отчетливо выраженной зависимости зонной структуры полупроводников  $A_3B_5$  от давления.

Кроме того, как известно, влияние поверхностных донорных состояний, ответственное за резкое увеличение электронной концентрации с уменьшением расстояния от поверхности до квантовой ямы [3,4], также может исследоваться с применением техники высоких давлений [5].

В настоящей работе предполагалось, используя давление до 25 kbar, осуществить переход от электронно-дырочного режима проводимости ("полуметаллического") к электронному ("полупроводниковому") в соответствии со схемой, изображенной на рис. 2 (с учетом искривления краев зон вблизи поверхности), и проследить изменение концентрации носителей с давлением.

### 1. Образцы и методика эксперимента

Исследовались образцы с квантовыми ямами GaSb/InAs/GaSb с различным соотношением между шириной ямы и толщиной защитного слоя и с различными типами интерфейса. Образцы выращены в лаборатории проф. Стрэдлинга методом молекулярно-лучевой эпитаксии при довольно низкой температуре 450 °С на полуизолирующей подложке GaAs с ориентацией (100). Непосредственно на подложку наносились буферные слои нелегированных GaAs и GaSb толщиной 0.8  $\mu\text{m}$ , а затем слой InAs (собственно ямы) и защитный слой GaSb. Все образцы выращивались таким образом, чтобы на границе слоя InAs с окружающими слоями GaSb формировался интерфейс со связью типа InSb, за исключением IC405, где интерфейсу соответствовала связь GaAs. Как свидетельствуют результаты работы [6], в ко-

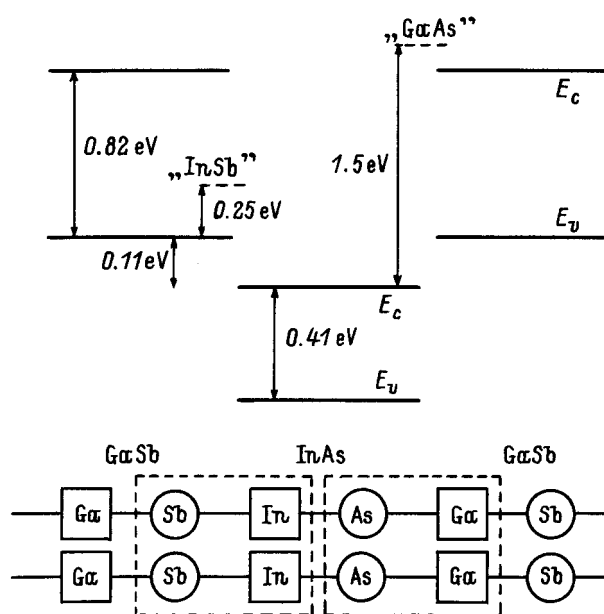


Рис. 1. Расположение краев зон в системе с квантовой ямой и формирование двух типов интерфейса [2].

## Структура и свойства исследованных образцов

	Образец			
	IC405	IC409	IC410	IC436
Ширина ямы (InAs), nm	20	10	20	20
Ширина барьера (GaSb), nm	20	20	50	20
Тип интерфейса	GaAs	InSb	InSb	InSb
$n(P=0)$ из осцилляций ШдГ, $10^{11} \text{ cm}^{-2}$	6.09	5.4	8.7	10.6
$-dn/dP$ из осцилляций ШдГ, $10^{11} \text{ cm}^{-2}/\text{kbar}$	0.47	0.63	0.67	0.55*
$n(P=0)$ из магнетосопротивления, $10^{11} \text{ cm}^{-2}$	10.08	8.35	10.44	12.88
$-dn/dP$ из магнетосопротивления, $10^{11} \text{ cm}^{-2}/\text{kbar}$	0.89	0.58	0.92	0.79
$p(P=0)$ из магнетосопротивления, $10^{11} \text{ cm}^{-2}$	4.52	1.57	3.21	3.57
$-dp/dP$ из магнетосопротивления, $10^{11} \text{ cm}^{-2}/\text{kbar}$	0.54	0.16	0.38	0.34
$\mu_n, 10^4 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{c}), p=0$	4.1	7.6	8.5	7.7
$\mu_p, 10^4 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{c}), p=0$	1.2	1.1	0.8	1.6

\* По первым трем точкам по давлению.

торой под давлением до 10 kbar исследовались образцы, полученные по той же технологии, гальваноманнитные характеристики в этих образцах определяются главным образом свойствами самой структуры и качеством интерфейса, а не наличием химических примесей либо точечных дефектов в материале. Данные по структуре исследованных образцов представлены в таблице.

Измерения проводились при температуре жидкого гелия в магнитном поле сверхпроводящего соленоида до 7 Т с применением гидростатической камеры фиксированного давления с рабочим диапазоном до 25 kbar типа цилиндр–поршень из бериллиевой бронзы с внутренней вставкой из немагнитного сплава 40ХНЮ. В качестве среды, передающей давление, использовались смесь масло–пентан и полисилоксановая жидкость ПЭС-1. Давление в камере определялось по температуре сверхпроводящего перехода оловянного манометра, размещенного в зоне высокого давления. Компоненты тензора магнетосопротивления образца в холловской конфигурации измерялись на постоянном токе в диапазоне 1–15  $\mu\text{A}$  при

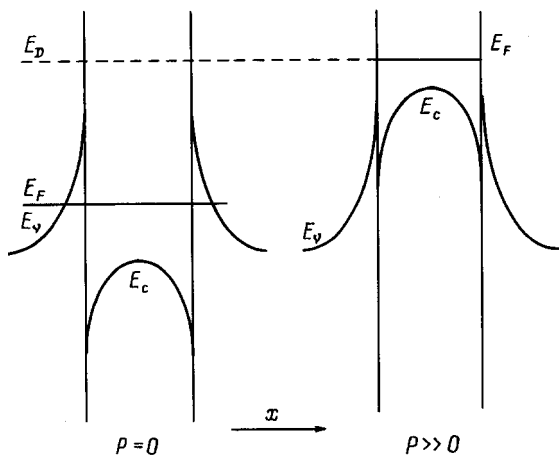


Рис. 2. Схема влияния давления и поверхностных донорных состояний на концентрацию носителей.

двух ориентациях поля и регистрировались в цифровой форме для последующей обработки. При измерениях скорость развертки поля составляла около 0.1 Т/min.

По результатам измерений производились Фурье-анализ спектра осцилляций ШдГ и расчет концентрации и подвижности носителей в рамках классической модели с двумя типами носителей.

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 3 в качестве примера представлены данные для компонент тензора сопротивления образца IC405 при различных давлениях. В исследованном диапазоне давлений можно выделить две области: область низких полей и область квантовых полей, в которой наблюдаются осцилляции. Барическая зависимость константы Холла и поперечного магнетосопротивления в нулевом магнитном поле представлена на рис. 4. Фурье-спектр осцилляций содержит только один сильный пик, соответствующий электронной компоненте. Отдельный пик, соответствующий дыркам, обладающим меньшими концентрацией и подвижностью, разрешению не поддается (см. также [7]). Поэтому в качестве дополнительной возможности для оценки электронной и дырочной концентрации мы использовали оптимизационную процедуру подгонки параметров двухкомпонентной модели к экспериментальным данным. Качество этой процедуры иллюстрируется рис. 5 для образца IC405 при  $P=0$ . На рис. 6 представлены результаты определения концентрации носителей по результатам модельных расчетов и непосредственно по спектру осцилляций, причем для барической зависимости концентраций, определенных из модельных расчетов, проводилась экстраполяция данных от области низких давлений так как при более высоких давлениях наблюдалась область существования отрицательного магнетосопротивления, которую нельзя учесть в рамках классической модели. Как видно из рис. 7, область отрицательного магнетосопротивления

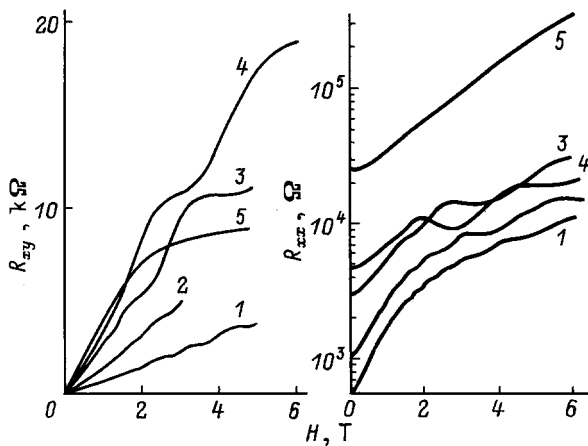


Рис. 3. Гальваномагнитные данные для образца IC405 при различных давлениях.  $P$  (kbar): 1 — 0, 2 — 6.0, 3 — 8.7, 4 — 11.0, 5 — 12.2.

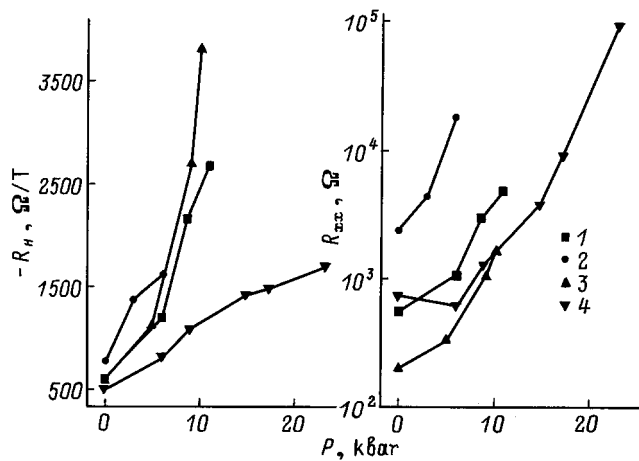


Рис. 4. Влияние давления на гальваномагнитные параметры в пределе нулевого магнитного поля для исследованных образцов. 1 — IC405, 2 — IC409, 3 — IC410, 4 — IC436.

наблюдается во всех образцах, но наименее выражена для случая образца IC410 (см. таблицу).

Из представленных результатов модельных расчетов видно, что область отрицательного магнетосопротивления появляется вблизи давлений, соответствующих подавлению дырочной компоненты проводимости, т.е. при переходе от полуметаллического к полупроводниковому типу проводимости. Если предположить, что вблизи этого перехода имеет место слабая локализация, то можно попытаться связать существование отрицательного магнетосопротивления с одним из механизмов, описанных в [7,8]. Кроме того, возможно, что локализованные состояния взаимодействуют с донорными поверхностными состояниями. Некоторым указанием на это может служить слабо выраженное отрицательное магнетосопротивление в случае образца IC410 с наибольшей толщиной защитного слоя.

Как данные по анализу спектра осцилляций, так и результаты модельного расчета показывают монотонное уменьшение концентрации носителей с давлением, что согласуется с предыдущими утверждениями [3,4] о связи параметров носителей с взаимным расположением энергетических зон GaSb и InAs. Наблюдается систематическое завышение на 15–30% оценки электронной концентрации из модельных расчетов по сравнению с данными из Фурье-спектра осцилляций. Около 1/3 этой разницы можно отнести за счет возможного заполнения более высоколежащей мини-зоны, пик которой при малом заполнении может быть смещен в недоступную для нашего анализа низкочастотную область спектра. Однако основное расхождение, как мы считаем, обуслов-

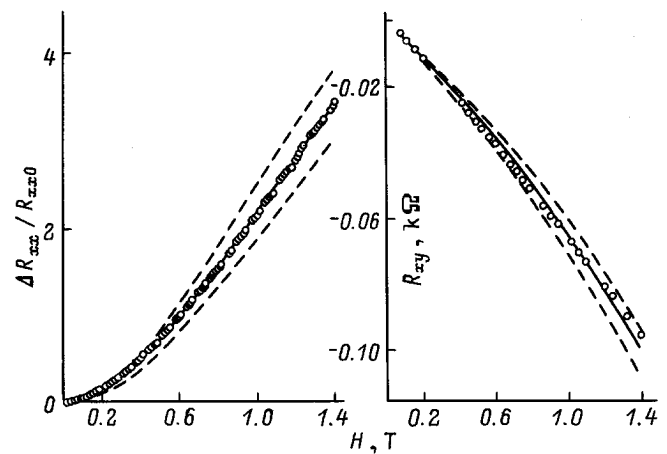


Рис. 5. Сравнение модели с двумя типами носителей (сплошная кривая) с экспериментальными данными (кружки) для IC405 при нулевом давлении и результаты модельных расчетов при отклонении на 10% от оптимальных значений параметров (штриховые линии).

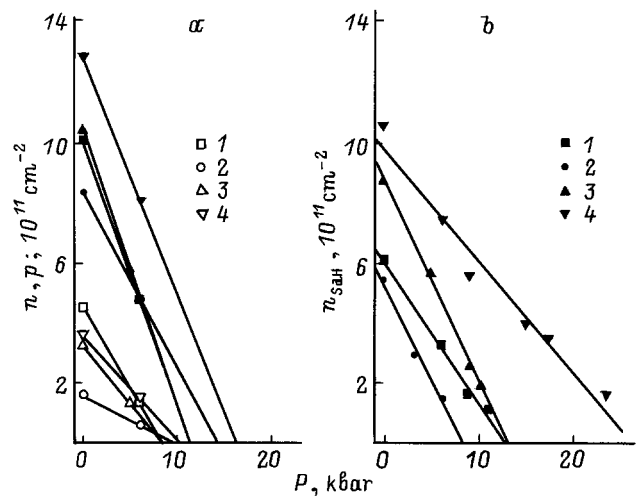
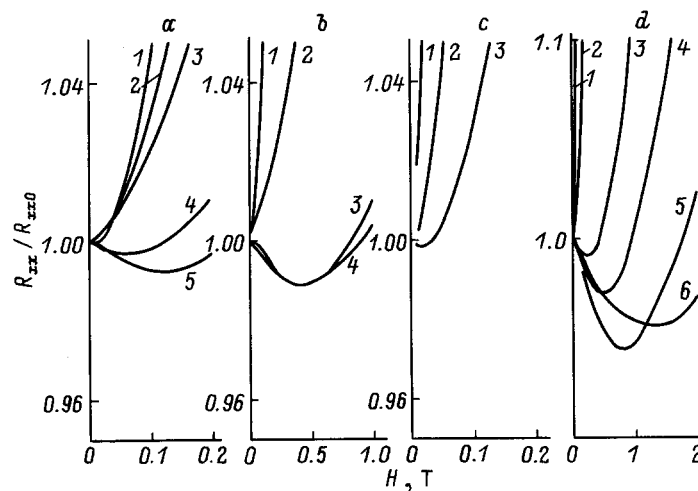


Рис. 6. Барическая зависимость концентрации электронов (темные символы) и дырок (светлые), рассчитанные по магнетосопротивлению в слабых полях (а) и из осцилляций Шубникова-де Гааза (б). 1 — IC405, 2 — IC409, 3 — IC410, 4 — IC436.



**Рис. 7.** Поведение поперечного магнетосопротивления  $R_{xx}$  в слабых полях под давлением. *a* — образец IC405,  $P$  (kbar): 1 — 0, 2 — 6.0, 3 — 8.7, 4 — 11.0, 5 — 12.2; *b* — образец IC409,  $P$  (kbar): 1 — 0, 2 — 3.1, 3 — 6.2, 4 — 12.0; *c* — образец IC410,  $P$  (kbar): 1 — 0, 2 — 10.3, 3 — 19.5; *d* — образец IC436,  $P$  (kbar): 1 — 0, 2 — 6.1, 3 — 9.0, 4 — 15.0, 5 — 17.4, 6 — 23.4.

лено неадекватностью самой модели, использованной в процедуре подгонки, в том числе, возможно, из-за необходимости учета локализации.

Концентрации, определенные для образца IC405 с интерфейсом типа GaAs, заметно ниже, чем для образца IC436, в то время как барические коэффициенты у них весьма близки ( $dn/dP = 0.49 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}/\text{kbar}$ ). Это значение несколько ниже, чем полученное в [9]. За это различие может быть ответственным влияние поверхностных донорных состояний, так как в случае образца IC410 с более толстым защитным слоем полученной нами барической коэффициент практически совпадает с данными [9] ( $dn/dP = 0.63$ ). Неожиданным следует считать то обстоятельство, что образец IC409 с наиболее узкой ямой (10 nm) также имеет высокий барический коэффициент.

Данные для нулевого давления подтверждают существование поверхностных донорных состояний, которые с одной стороны, поставляют избыток электронов в квантовую яму [4], а с другой — ограничивают положение уровня Ферми под давлением, что обеспечивает монотонное снижение концентрации электронов с давлением. Однако количественный анализ этих результатов требует дальнейшего теоретического анализа с учетом конкретного поведения мини-зон и поверхностных донорных состояний под давлением. К сожалению, к настоящему времени надежные экспериментальные данные, полученные независимым методом (например, оптическими исследованиями), отсутствуют. Тем не менее мы считаем, что представленная совокупность экспериментальных данных позволяет утверждать, что в исследованной системе при давлениях порядка 0.6–1.0 GPa действительно имеет место переход от полуметаллического (с двумя типами носителей) к полупроводниковому режиму проводимости.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 95-02-06327a.

## Список литературы

- [1] M.W. Wang, D.A. Collins, T.C. McGill. *J. Vac. Sci. Technol.* **B11**, 4, 1418 (1993).
- [2] J.R. Waterman, B.V. Shanabrook, R.J. Wagner, M.J. Yang, J.L. Davis, J.P. Omaggio. *Semicond. Sci. Technol.* **8**, S106 (1993).
- [3] C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer, J.H. English. *Appl. Phys. Lett.* **60**, 11, 1854 (1992).
- [4] C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer, J.H. English. *J. Vac. Sci. Technol.* **B10**, 2, 898 (1992).
- [5] J. Beerens, G. Gregoris, J.C. Portal, E.E. Mendez, L.L. Chang, L. Esaki. *Phys. Rev.* **B36**, 9, 4742 (1987).
- [6] S. Holmes, W.T. Yuen, T. Malik, S.J. Chang, A.G. Norman, R.A. Stradling, J.J. Harris, D.K. Maude, J.C. Portal. *J. Phys. Chem. Sol.* **56**, 3/4, 445 (1995).
- [7] M.E. Raikh. *Solid State Commun.* **75**, 11, 935 (1990).
- [8] M.E. Raikh, L.I. Glazman. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1, 128 (1995).
- [9] M.S. Daly, D.M. Symons, M. Lakrimi, R.J. Nicholas, N.J. Mason, P.J. Walker. *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 823 (1996).