

ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$

Гермогенов В. П., Диамант В. М., Коротченко З. В.,
Криворотов Н. П., Позолотин В. А.

Анализируется влияние состава твердого раствора $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ на чувствительность его удельного сопротивления ρ к гидростатическому давлению. Экспериментальные измерения в диапазоне давлений $(0\div 8)\cdot 10^8$ Па проводились с использованием эпитаксиальных структур, содержащих тензорезистивный слой $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ (As) ($0 \leq x \leq 0.40$). Композиционные зависимости величины относительного изменения удельного сопротивления с давлением $\alpha = \rho^{-1} (d\rho/dP)$, рассчитанные с учетом многодолинности зоны проводимости $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$, характеризуются двумя максимумами вблизи $x=0$ и 0.4 и качественно объясняют экспериментальные результаты. Однако путем вариации (в соответствии с литературными данными) энергетических зазоров E_g^I , E_g^L , E_g^X и отношения подвижностей электронов в различных минимумах зоны проводимости не удается достичь полного количественного согласия эксперимента и расчета. Выказано предположение, что на величину α влияют также конструктивные особенности исследованных образцов.

Воздействие давления на полупроводниковые материалы и приборные структуры на их основе является одним из основных методов исследования энергетических и электрофизических характеристик полупроводников. Наиболее эффективен этот метод при исследовании полупроводников, у которых разноминимые минимумы зоны проводимости близки по энергетическому положению. Среди бинарных соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ наиболее близко расположенные по энергии Γ - и L -минимумы имеет антимонид галлия (энергетический зазор при 300 К $\Delta_{\text{LG}}=0.08$ эВ [¹]). Посредством давления можно изменять величину Δ_{LG} , что позволяет изучать характеристики как энергетических зон, так и примесных резонансных и локализованных состояний [²⁻⁴].

Использование твердых растворов на основе полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ дает возможность в широких пределах изменять величину зазоров между разноминимыми минимумами зоны проводимости. В частности, в работах [⁵⁻¹¹] исследовалось поведение твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ в области составов с близко расположенными Γ - и X -минимумами.

Особый интерес для исследований при использовании давления представляет твердый раствор $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$. В этом материале при увеличении содержания AlSb от 0 до 1 происходит последовательная смена типа абсолютных минимумов зоны проводимости с Γ на L и X , т. е. существуют две области составов — со взаимодействующими Γ - и L -, L - и X -минимумами. Известны работы [^{12, 13}] по исследованию влияния давления на монокристаллические образцы твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$. В работе [¹²] исследовался сильно легированный теллуром материал с содержанием AlSb от 0 до 31 мол % при гидростатическом сжатии до 1500 МПа. При количественном анализе изменения сопротивления образцов с давлением были определены скорости изменения энергий ионизации уровней теллура с давлением. В работе [¹³] использование гидростатического давления до 500 МПа позволило определить полную концентрацию электронов и рассчитать величину энергетического зазора Δ_{LG} для составов с $x=0.03\div 0.13$.

Целью настоящей работы являлся анализ влияния состава твердого раствора $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ (в связи с упоминавшимися выше особенностями энергетического

спектра) на чувствительность его удельного сопротивления к гидростатическому давлению.

Экспериментально исследовалось изменение удельного сопротивления ρ эпитаксиальных слоев $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ под влиянием гидростатического сжатия до $P=8 \cdot 10^8$ Па. Экспериментальные образцы изготавливались с использованием жидкофазной эпитаксии. На подложке антимонида галлия p - или n -типа проводимости с ориентацией (100) выращивались эпитаксиальный слой $n\text{-GaSb}$ либо многослойная структура из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$, содержащая p - n -переход и тензорезистивный n -слой исследуемого состава. Роль p - n -перехода заключалась в электрической изоляции исследуемого n -слоя от низкоомной подложки. Для улучшения согласования постоянных решетке в эпитаксиальные слои твердого раствора вводилась добавка мышьяка (≤ 1.8 ат%). В качестве донорной примеси использовался теллур. Концентрация электронов в исследуемых слоях

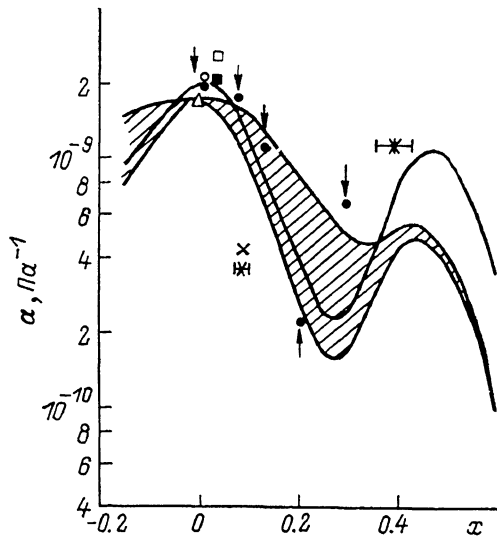


Рис. 1. Композиционная зависимость относительного изменения сопротивления эпитаксиальных слоев $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$.

$N_{\text{Te}} = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ К}$.

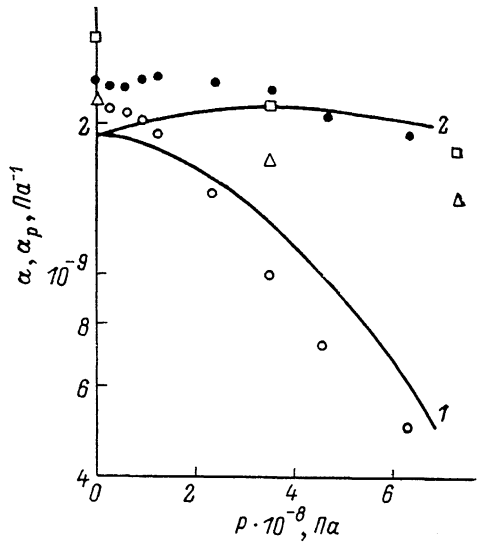


Рис. 2. Барическая зависимость относительного изменения сопротивления (1) и коэффициента тензочувствительности (2) слоя $n\text{-Al}_{0.035}\text{Ga}_{0.965}\text{Sb}$.

$N_{\text{Te}} = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ К}$, $x = 0.035$.

$n\text{-GaSb}$ и $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ составляла $7 \cdot 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$. На каждом образце формировалась меза-структура в виде полоски исследуемого слоя длиной 3 и шириной 0.5 мм. Омические контакты изготавливались сплавлением навесок сплава $\text{In}+\text{Te}$ (0.5 вес%). Были изготовлены образцы со следующими составами тензорезистивного слоя x : 0, 0.005, 0.035, 0.09 и 0.4. Сопротивление образцов составляло $20 \div 100 \text{ Ом}$. Составы определялись по спектрам фототовета образцов с использованием литературных данных о композиционной зависимости основного энергетического зазора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ [14-18].

Экспериментальные результаты приведены на рис. 1 и 2. Как видно из рис. 1, величина относительного изменения удельного сопротивления с давлением $\alpha = (d\rho/\rho)dP$ существенно зависит от содержания AlSb в тензорезистивном слое. (Неопределенности в определении состава слоев, обусловленные разбросом данных в работах [14-18], изображены на рис. 1 горизонтальными отрезками). Значения α максимальны в области составов с $0 \leq x \leq 0.035$ и резко падают при $x=0.09$. На рис. 2 показана зависимость относительного изменения удельного сопротивления слоя $n\text{-Al}_{0.035}\text{Ga}_{0.965}\text{Sb}$ от величины приложенного давления. Дифференциальная чувствительность α падает при увеличении P (светлые точки), тогда как тензочувствительность образца, определяемая выражением $\alpha_P = (R - R_0)/R_0 P$, меняется слабо, проходя через максимум (темные точки). Рассмотрим полученные зависимости более подробно.

Удельное сопротивление образца n -типа при учете электронов всех минимумов зоны проводимости запишется

$$\rho = q^{-1}(\mu_{\Gamma}n_{\Gamma} + \mu_L n_L + \mu_X n_X)^{-1}, \quad (1)$$

где n_i , μ_i — концентрации и подвижности электронов в различных минимумах. Относительное изменение ρ в условиях гидростатического сжатия будет иметь вид

$$\alpha = -q\rho \sum_i \mu_i \frac{dn_i}{dP} - q\rho \sum_i n_i \frac{d\mu_i}{dP} = \alpha_1 + \alpha_2. \quad (2)$$

Первый член выражения (2) описывает изменение сопротивления материала, обусловленное перераспределением электронов между Γ -, L - и X -минимумами зоны проводимости вследствие изменения энергетических зазоров между ними. Второй член учитывает изменение подвижности электронов различных минимумов под влиянием давления.

Можно ожидать, что максимальная величина α будет наблюдаться вблизи составов, при которых происходит смена абсолютных минимумов зоны проводимости. Более точно положение максимумов на оси составов можно найти в рамках «двухзонной» модели, рассматривая перераспределение электронов, например, только между Γ - и L -минимумами и предполагая, что при изменении давления суммарная концентрация электронов в них остается постоянной. Тогда

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = -\frac{1}{kT} \frac{d\Delta_{L\Gamma}}{dP} \frac{\left(\frac{\mu_{\Gamma}}{\mu_L} - 1\right)}{\left(\frac{\mu_{\Gamma}}{\mu_L} + z\right)(1+z)} - \frac{\frac{d\mu_{\Gamma}}{dP} + z \frac{d\mu_L}{dP}}{\mu_{\Gamma} + z\mu_L}, \quad (3)$$

где $\Delta_{L\Gamma} = (E_{cL} - E_{c\Gamma})$ — величина энергетического зазора между минимумами,

$$z = \frac{n_L}{n_{\Gamma}} = \frac{N_{cL}}{N_{c\Gamma}} \exp\left(-\frac{\Delta_{L\Gamma}}{kT}\right). \quad (4)$$

Дифференцируя α_1 из выражения (3) по z и приравнявая производную нулю, можно найти условие максимума коэффициента α_1

$$z_{\max} = \sqrt{\mu_{\Gamma}/\mu_L} \quad (5)$$

и величину оптимального зазора

$$(\Delta_{L\Gamma})_{\max} = kT \ln \left(\frac{N_{cL}}{N_{c\Gamma}} \sqrt{\frac{\mu_L}{\mu_{\Gamma}}} \right). \quad (6)$$

В соответствии с (4)–(6) положение максимума α_1 зависит от отношений подвижностей и плотностей состояний, т. е. в конечном счете определяется соотношением эффективных масс электронов в различных минимумах. Используя значения подвижностей $\mu_{\Gamma} = 3500$ и $\mu_L = 450$ см²/В·с [19, 20], имеем $(\Delta_{L\Gamma})_{\max} = 0.081$ эВ, что близко к энергетическому зазору в GaSb и соответствует рис. 1.

Анализ второго члена выражения (3) α_2 показывает, что его вклад в величину α не превышает 25 % от α_1 в случае рассеяния на акустических фононах (которое является одним из основных видов рассеяния в GaSb при $T = 300$ К [21, 22]).

Более точный расчет зависимостей $\alpha(x)$ и $\alpha(P)$ по формулам (1), (2) проводился посредством решения уравнения электронейтральности с учетом трех типов минимумов зоны проводимости, соответствующих им уровней теллура, а также барической зависимости подвижности и эффективной массы электронов в Γ -минимуме.

При расчете барические коэффициенты минимумов зоны проводимости принимались не зависящими от состава и равными $dE_{\Gamma}^{\Gamma}/dP = 14.5 \cdot 10^{-11}$, $dE_{\Gamma}^L/dP = 5 \cdot 10^{-11}$, $dE_{\Gamma}^X/dP = -10^{-11}$ эВ/Па [23, 24]. Энергии ионизации донорных уровней теллура в соответствии с [19, 25, 26] были выбраны следующими: $\Delta E_{Te}^{\Gamma} = 3$,

$\Delta E_{Te}^L = 14$, $\Delta E_{Te}^X = 68$ мэВ. Предполагалось, что подвижность электронов в Γ -минимуме зависит от давления вследствие изменения их эффективной массы m_{Γ}^*

$$\mu_{\Gamma}^{-1} d\mu_{\Gamma}/dP = -^{5/2} (m_{\Gamma}^*)^{-1} dm_{\Gamma}^*/dP,$$

$$\mu_L^{-1} d\mu_L/dP, \mu_X^{-1} d\mu_X/dP \ll \mu_{\Gamma}^{-1} d\mu_{\Gamma}/dP.$$

Композиционные зависимости E_g^{Γ} , E_g^L и E_g^X задавались параболическими функциями с коэффициентами из работ [10-14]. Расчетные кривые для таких значений параметров имеют два максимума при $x=0.01$ и 0.43 (рис. 1), которые соответствуют максимальной скорости переброса электронов с увеличением давления из минимумов с большей подвижностью в минимумы с меньшей подвижностью, в данном случае из Γ - в L - и из L - в X -минимумы.

Значения α при отрицательных x на рис. 1 можно рассматривать как результат экстраполяции параметров $Al_xGa_{1-x}Sb$ в область условного, более узкозонного твердого раствора, например $In_xGa_{1-x}Sb$ с небольшим содержанием $InSb$. Интересно, что положение первого максимума на рис. 1 соответствует практически двойному соединению $GaSb$ [как это и следовало из выражения (6)].

При $x > 0.5$ величина α резко падает, поскольку в данной области составов большая часть носителей оказывается в X -минимумах, и скорость изменения dn_x/dP становится малой.

Варьированием композиционных зависимостей $E_g^{\Gamma}(x)$ и $E_g^L(x)$ в известных пределах [14-18] не удается добиться удовлетворительного согласия расчета (заштрихованная область на рис. 1) и эксперимента. Наиболее близко эксперименту соответствуют зависимости от состава: $E_g^{\Gamma} = 0.72 + 1.22x + 0.28x^2$ [18], $E_g^L = 0.805 + 0.717x + 0.368x^2$, $E_g^X = 1.022 + 0.314x + 0.264x^2$ [14, 15]. Улучшить согласие можно, варьируя отношение подвижностей электронов в различных минимумах. На рис. 1 сплошная кривая, наиболее близкая к экспериментальным результатам, получена для композиционных зависимостей [18, 14, 15], и соотношения подвижностей $\mu_{\Gamma} : \mu_L : \mu_X = 4200 : 400 : 60$. Для более точного согласия эксперимента и расчета нужно предположить, что отношение подвижностей $\mu_{\Gamma}/\mu_L \approx 30$. На наш взгляд, более вероятной причиной расхождения эксперимента и расчета являются конструкционные особенности образцов. В частности, расхождение для образцов с $x=0.1$ связано, по-видимому, с влиянием на величину α тонкого буферного слоя с большим содержанием $AlSb$, находящегося между p - n -переходом и исследуемым тензорезистивным слоем.

Нами также предпринята попытка использовать экспериментальные кривые $\rho/\rho_0 = f(P)$ работы [12] для расчета дифференциальной чувствительности образцов различного состава. Поскольку величина ρ/ρ_0 на рис. 1 работы [12] отложена в относительных единицах, для градуировки оси ординат мы приравняли чувствительность α для образцов $GaSb$ из работы [12] и наших образцов. Полученные при этом экспериментальные точки помечены на рис. 1 стрелками. Видно, что в данном случае расхождение с расчетными кривыми возрастает, однако по-прежнему существует спад α в области $x=0.2$.

Наблюдаемое экспериментально падение α с ростом P также качественно согласуется с расчетными данными. В соответствии с выражениями (3)-(6), если состав твердого раствора такой, что при $P=0$ $z < z_{max}$ [т. е. $\Delta_{L\Gamma} > (\Delta_{L\Gamma})_{max}$], под действием гидростатического давления α должно сначала возрастать. При $z > z_{max}$ α — убывающая функция P .

Для образца с $x=0.035 > x_{max}=0.01$ и расчетные (рис. 2, кривая 1), и экспериментальные (светлые точки) значения α уменьшаются с возрастанием P , хотя с несколько различающейся скоростью. Аналогичное расхождение присутствует и между расчетной (кривая 2) и экспериментальной (темные точки) тензочувствительностью α_P для этого образца. Величина α_P в исследуемом интервале давлений меняется в пределах $\pm 20\%$. Отметим, что зависимость $\alpha_P = \alpha_P(P)$ для твердого раствора $Al_{0.035}Ga_{0.965}Sb$, легированного теллуром, в исследуемой области давлений практически не отличается от полученных Полом [2] зависимостей для антимонида галлия, легированного теллуром и селеном (светлые квадраты и треугольники на рис. 2).

Таким образом, твердый раствор $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ имеет две области составов с повышенной тензочувствительностью, наличие которых качественно объясняется перераспределением носителей между Γ -, L - и X -подзонами зоны проводимости вследствие изменения энергетических зазоров между ними. Для выяснения причин количественных расхождений необходим точный учет технологических и конструкционных особенностей исследуемых образцов.

Авторы благодарны А. П. Вяткину за внимание к работе и полезные дискуссии, Я. И. Отману и Л. С. Хлудковой за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Walton A. K., Metcalf C. F. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1976, v. 9, N 20, p. 3855—3866.
- [2] Пол В. — В кн.: Тр. IX Межд. конф. по физике полупроводников. М., 1968, с. 17—28.
- [3] Вуль А. Я., Бир Г. Л., Шмарцев Ю. В. — ФТП, 1970, т. 4, в. 12, с. 2331—2346.
- [4] Брандт Н. Б., Демисhev С. В., Дмитриев А. А., Мошалков В. В., Парчевская Л. Н., Чудинов С. М. — ЖЭТФ, 1984, т. 86, в. 4, с. 1446—1460.
- [5] Lifshitz N., Jajaraman A., Logan R. A., Card H. C. — *Phys. Rev. B*, 1980, v. 21, N 2, p. 670—678.
- [6] Saxena A. K. — *Phys. St. Sol. (b)*, 1981, v. 105, N 2, p. 777—778.
- [7] Juciene V., Matulionis A., Požela J., Riauka V., Tsarenkov B., Yakovlev Yu. — *Sol. St. Commun.*, 1973, v. 13, N 4, p. 453—455
- [8] Кавалаяускас А., Филиповичус В., Шиленас А., Шимулите Е. — Лит. физ. сб., 1985, т. 25, № 5, с. 92—96.
- [9] Свиридов И. Ф. — Изв. АН АрмССР, Физика, 1984, т. 19, в. 6, с. 330—335.
- [10] Pitt G. D., Stewart C. E. E. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1975, v. 8, N 9, p. 1397—1411.
- [11] Кеворков М. Н., Сокуренок Ю. В., Юрова Е. С. — Электрон. техн., сер. 6, Материалы, 1977, в. 3 (106), с. 106—108.
- [12] Konczewicz L., Litwin-Staszewska E., Porowski S., Iller A., Aulombard R. L., Robert J. L., Joullie A. — *Physica*, 1983, v. B117-118, Pt 1, p. 92—95.
- [13] Aulombard R. L., Bousquet C., Robert J. L., Konczewicz L., Litwin-Staszewska E., Porowski S. — In: Pap. 8 Int. Symp. «Gallium Arsenide and Related Compounds». Bristol—London, 1981, p. 651—658.
- [14] Mathieu H., Auvergne D., Merle P., Rustagi K. C. — *Phys. Rev. B: Sol. St.*, 1975, v. 12, N 12, p. 5846—5852.
- [15] Allegre J., Averous M., Joullie A. — *J. Luminesc.*, 1978, v. 17, N 3, p. 301—310.
- [16] Alibert C., Joullie A., Joullie A. M., Ance C. — *Phys. Rev. B: Condens Matter.*, 1983, v. 27, N 8, p. 4946—4954.
- [17] Бирюлин Ю. Ф., Вуль С. П., Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 1, с. 103—107.
- [18] Anderson S. J., School F., Harris J. C. — In: Proc. 6 Int. Symp. «GaAs and Related Compounds». Bristol—London, 1977, p. 346—355.
- [19] Stirn R. J., Becker W. M. — *Phys. Rev.*, 1966, v. 141, N 2, p. 621—628.
- [20] Mathur P. C., Kataria N. D., Jain S. — *J. Phys. Chem. Sol.*, 1978, v. 39, N 4, p. 403—411.
- [21] Киселева Е. В., Петровский В. И. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1981, т. 17, в. 12, с. 2133—2135.
- [22] Tran Xuan Hoai, Hoerstel W. — *Phys. St. Sol. (b)*, 1971, v. 45, N 2, p. K165—K168.
- [23] Paul W. — *J. Appl. Phys.*, 1961, v. 32, N 10, p. 2082—2094.
- [24] Kosicki B. V., Paul W., Strauss A. J., Iseler G. W. — *Phys. Rev. Lett.*, 1966, v. 17, N 23, p. 1175—1177.
- [25] Sun Ru Yih, Becker W. M. — *Phys. Rev. B: Sol. St.*, 1974, v. 10, N 8, p. 3436—3450.
- [26] Бурдяня И. И. — ФТП, 1972, т. 7, в. 3, с. 643—645.

Сибирский физико-технический институт
им. В. Д. Кузнецова при ТГУ
Томск

Получена 20.03.1987
Принята к печати 21.08.1987