

ПЛАЗМОН-ФОНОННЫЕ МОДЫ И НЕПАРАБОЛИЧНОСТЬ ЗОНЫ ПРОВОДИМОСТИ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ InGaAs/InP

Сырбу Н. Н., Снигур А. П., Чумак В. А., Хачатурова С. Б.

Исследованы спектры плазменного отражения эпитаксиальных слоев $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, полученных на подложках InP в зависимости от концентрации электронов в интервале $7.5 \cdot 10^{17} \div 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Рассмотрено плазмон-фононное взаимодействие в модели двух осцилляторов — InAs и GaAs эпитаксиального слоя InGaAs. Проведены численные расчеты контуров плазменного отражения, обусловленного компонентами InAs и GaAs, определены ν_+ для обоих осцилляторов. Показано, что при концентрациях электронов $N > 1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ наблюдается отклонение плазмон-подобной ветви ν_+ от параболической зависимости. Рассчитана эффективная масса электронов, которая при $N > 4.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ также имеет непараболический закон.

В современных волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) широко используются полупроводниковые соединения, оптические свойства которых позволяют создать как фотоприемники, так и источники излучения в области спектра 1—1.6 мкм. Для этих целей перспективными являются гетероструктуры InGaAsP/InP [1].

В данной работе приведены результаты исследования плазмон-фононного взаимодействия в гетероэпитаксиальных структурах InGaAs/InP. Исследованы спектры отражения в области 4000—200 см^{-1} эпитаксиальных гетероструктур InGaAs/InP. Из расчетных данных контуров отражения определены параметры плазмон-фононов, а также построены поляритонная ветвь плазмонов и изменение эффективной массы от волнового вектора K . Измерения проводились на спектрометре Specord M-80.

Эпитаксиальные слои получены на подложках полуизолирующего InP (100) методом принудительного охлаждения и из переохлажденной жидкой фазы при фиксированных толщинах раствора-расплава. Температура начала кристаллизации составляла 920 К. Равновесный состав жидкой фазы для указанной температуры составлял $x_{\text{In}}^L = 0.9159$, $x_{\text{Ga}}^L = 0.245$, $x_{\text{As}}^L = 0.596$. Толщина эпитаксиальных слоев варьировалась в пределах 10—15 мкм. Распределение основных компонентов по толщине структуры исследовалось на растровом электронном микроскопе с рентгеновским микроанализатором «Камеса». Состав слоя GaInAs соответствовал $x_{\text{Ga}} = 0.475 \pm 0.005$, $x_{\text{In}} = 0.525 \pm 0.005$. Поверхности пленок были зеркальными и гладкими, и образцы использовались для оптических измерений без дополнительной обработки.

Концентрации в слоях менялись в пределах $1 \div 2 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Легирование производилось оловом и кремнием.

Практически во всех исследованных гетероструктурах при любых толщинах эпитаксиального слоя (ЭС) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ на границе раздела слой—подложка InP наблюдался переходной слой InGaAsP. При малых толщинах ЭС и при низких значениях концентрации ($n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$), т. е. при отсутствии или пренебрежимо малом плазмон-фононном взаимодействии, в длинноволновых спектрах отражения наблюдаются колебательные моды InP, GaAs и InAs. На рис. 1, А представлены спектры отражения специально нелегированных

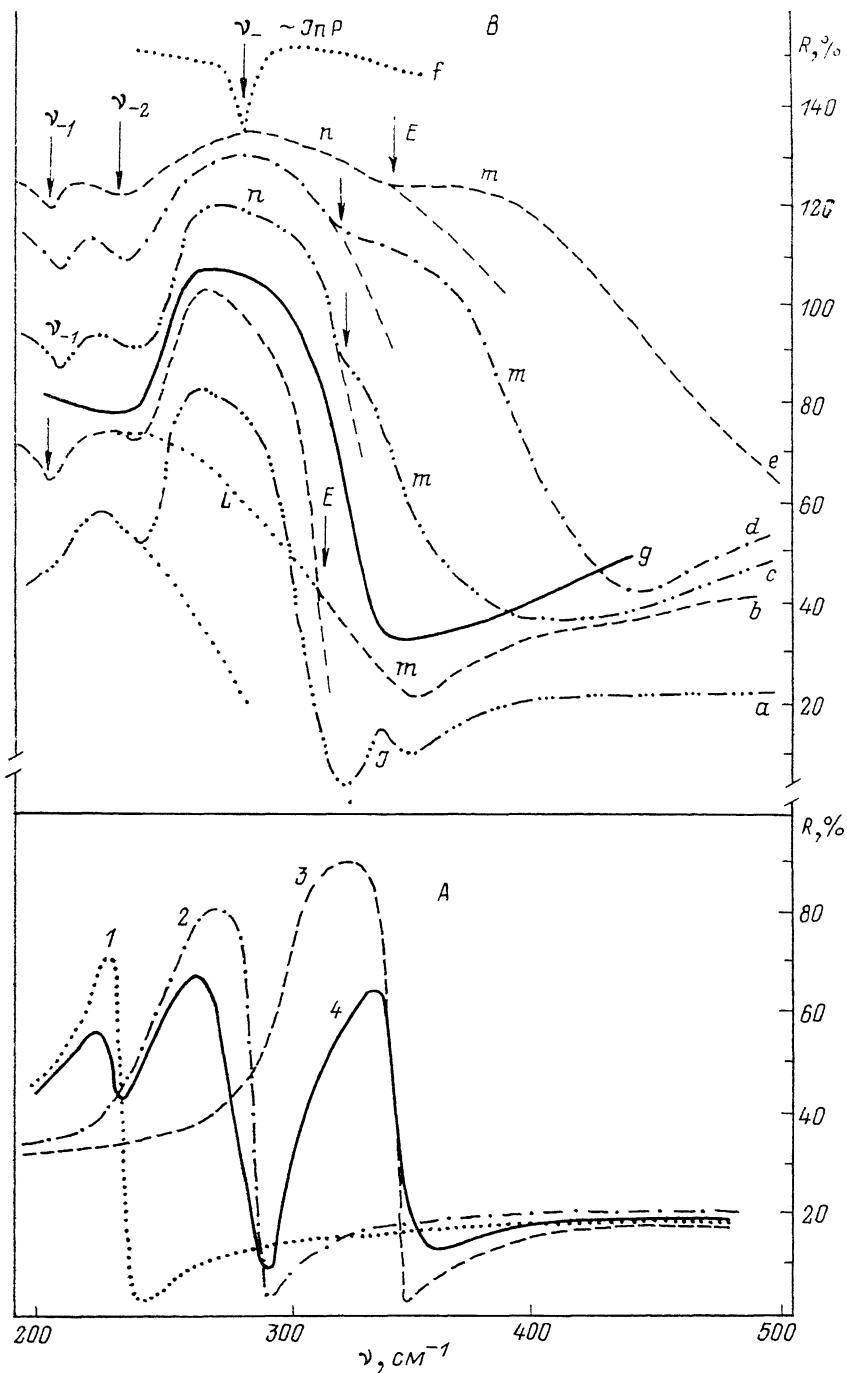


Рис. 1.

A — спектры отражения кристаллов InAs (1), GaAs (2), InP (3) и твердых растворов InGaAs, полученных на подложке InP (4); концентрация электронов $N \sim (1-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; B — спектры отражения эпитаксиальных слоев $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ —InP; N , см^{-3} : a — $5.3 \cdot 10^{17}$, e — $7.5 \cdot 10^{17}$, c — $1 \cdot 10^{18}$, d — $1.4 \cdot 10^{18}$, e — $2.3 \cdot 10^{18}$, спектры отражения GaAs с $N \sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (g) и фрагмент плазменного отражения InP с $N \sim 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в области 350—250 см^{-1} , т. е. ν_{-} . b, c, d, g и e смещены по вертикали вверх соответственно на 20, 30, 35, 30 и 43%; f не в масштабе.

кристаллов InAs, GaAs и InP (соответственно кривые 1, 2, 3) и спектры отражения твердого раствора InGaAs толщиной $d \sim 3$ мкм с концентрацией носителей $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (кривая 4). Из рисунка видно, что максимумы и минимумы отражения, т. е. ν_{T0} и ν_{L0} для трех колеблющихся молекул InP, GaAs и InAs в твердом растворе, хорошо согласуются с частотами колебаний (колебательными модами) нелегированных кристаллов. При этом имеет место незначительное изменение (уход) частот колебательных ветвей в твердом растворе по отношению к частотам в чистых кристаллах. Подобная закономерность наблюдается практически во всех других твердых растворах [2, 3]. Кроме этого, в твердых растворах сила осциллятора колебаний (амплитуда спектров отражения) становится меньше, чем в случае бинарных соединений. Это связано с тем, что твердые растворы являются менее упорядоченными структурами по сравнению с бинарными соединениями. В твердом растворе $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ также наблюдалась такая закономерность. Тем не менее в твердом растворе InGaAs наблюдались три четко выраженных пика (рис. 1, А, кривая 4). По мере увеличения частоты (от 200 см^{-1}) наблюдается первый максимум отражения при $\nu = 230 \text{ см}^{-1}$, вид которого аналогичен спектру отражения в кристалле InAs. При $\nu > 235 \text{ см}^{-1}$ наблюдается отражение от длинноволновой части колебаний ν_{T0} GaAs, это обуславливает появление второго максимума. Аналогичная картина обнаруживается по мере приближения частоты ν к колебательной моде InP, в результате этого в спектрах присутствует 3-й пик. Наличие колебательной моды, аналогичной InP в гетероструктуре InGaAs/InP, указывает на то, что на границе раздела слой—подложка существует переходный слой InGaAsP, который образовался в процессе гетерозпитаксии. Увеличение толщины твердого раствора InGaAs и концентрации электронов в нем приводит к тому, что колебательная компонента InP становится незаметной. Дальнейшее увеличение концентрации электронов приводит к плазмон-фононному взаимодействию, которое трансформирует контур спектров отражения. При $N \simeq 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1, В, кривая а) контур спектров отражения содержит частоты ν_+ и ν_- твердого раствора InGaAs/InP. При $N \simeq 5.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1}$ и толщине ЭС $d \sim 1.5$ мкм колебательная компонента InP слабо проявляется (пик J, рис. 1, В, кривая а). Дальнейшее увеличение концентрации до $7.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $d \geq 5$ мкм приводит к тому, что связанные моды InP в таком виде, как это наблюдалось на кривой а (рис. 1, В), не обнаруживаются на кривой б (рис. 1, В). На всех спектрах отражения при концентрациях электронов более $7.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ обнаруживается особенность (изгиб E в кривых отражения, рис. 1, В), которая смещается в коротковолновую часть спектра с увеличением концентрации электронов. Для слоя GaAs минимум кривой отражения формировался бы плазмон-подобной компонентой ν_+ колебательной моды GaAs. В нашем случае следует иметь в виду, что в твердом растворе InGaAs существуют две колебательные моды — GaAs и InAs. Следовательно, вполне возможно плазмон-фононное взаимодействие обеих компонент и, может быть, даже плазмон-фононной компоненты переходного слоя InGaAsP, где содержатся молекулы InP. Таким образом, точка перегиба, возможно, является проявлением одного из следующих механизмов: а) интерференцией спектров отражения лучей от поверхности и границы раздела подложки; б) проявлением ν_- - или ν_+ -компонент InP; в) суперпозицией плазмон-фононного взаимодействия осциллятора InAs и плазмон-фононного взаимодействия с осциллятором GaAs в твердом растворе InGaAs; г) проявлением ν [4].

С целью определения причины появления изгиба E (рис. 1, В) были исследованы образцы с высокой концентрацией электронов $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. На рис. 2 приведены спектры отражения для различных концентраций электронов в диапазоне $1.1 \cdot 10^{18} \text{--} 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В приведенных спектрах в коротковолновой части плазменного отражения обнаруживаются интерференционные эффекты, что вполне возможно, так как толщины исследуемых слоев были ~ 5 мкм. Из этих данных был определен показатель преломления ЭС $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, который имел значение 4.1, что совпадает с известными данными [1]. Интерференционные эффекты исчезали при $d > 15$ мкм. Пунктиром на рис. 2 изображены кривые отражения для образцов с толщинами ЭС 15—25 мкм, при этом подложка InP была удалена (сравлена) и слои твердого раствора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ были при-

клеены к стеклянной пластинке. Как видно из рис. 2 (прерывистые кривые 5, 6, 8, 10), изгиб E существует и на образцах, где интерференция была исключена.

В плазменном отражении для InP с концентрацией электронов $8 \cdot 10^{17}$ ($\nu_{+InP} \approx 800 \text{ см}^{-1}$) и с $N \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($\nu_{+InP} \approx 1000 \text{ см}^{-1}$) изгиб E также не обнаруживался. Если предположить, что на границе раздела InGaAs—InP имеется промежуточный легированный слой, содержащий молекулы InP, то этот слой может привести к проявлению плазмон-фононной частоты ν_- колебаний InP.

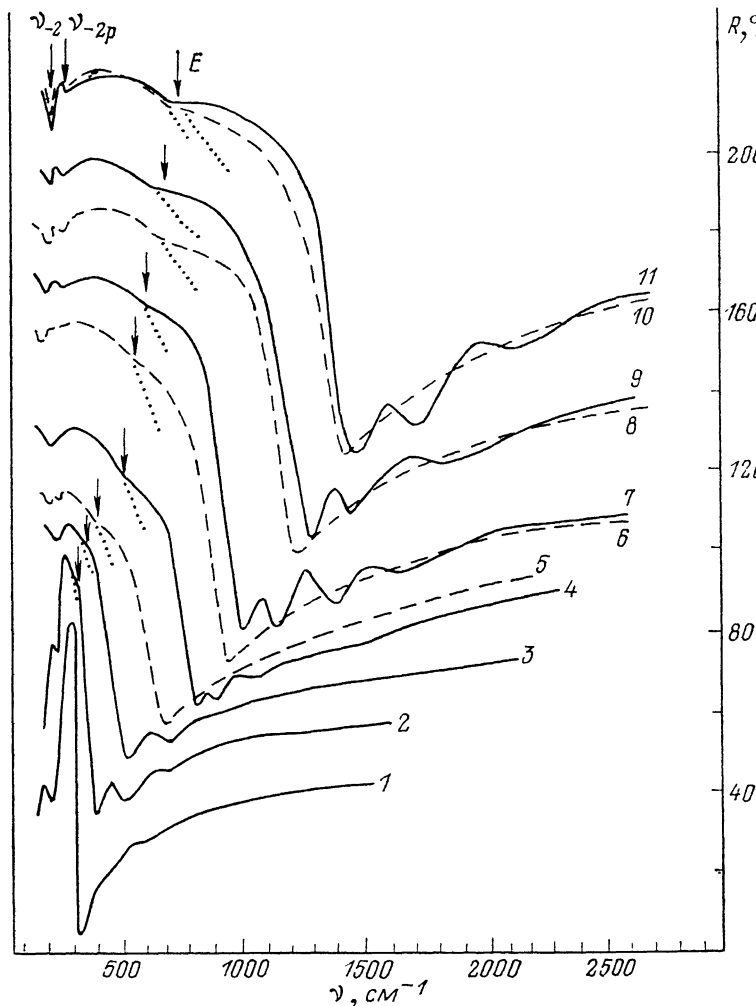


Рис. 2. Спектры плазменного отражения ЭС $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}-\text{InP}$.

Концентрации электронов N , см^{-3} : 1 — $1.0 \cdot 10^{18}$, 2 — $1.3 \cdot 10^{18}$, 3 — $2.1 \cdot 10^{18}$, 4 — $3.3 \cdot 10^{18}$, 5 — $4.6 \cdot 10^{18}$, 6 — $9 \cdot 10^{18}$, 7 — $1.1 \cdot 10^{19}$, 8 — $1.9 \cdot 10^{19}$, 9 — $2 \cdot 10^{19}$, 10 — $2.9 \cdot 10^{19}$, 11 — $3 \cdot 10^{19}$. 5, 6, 8 и 10 получены на образцах толщиной ЭС 15—25 мкм без подложек (подложки сравлены).

Для проверки этого предположения измерялись спектры отражения ЭС InP с концентрацией электронов $N \approx 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, для которых ν_- наблюдалась при частоте 288 см^{-1} (рис. 1, B, кривая f). Учитывая, что при изменении концентрации носителей заряда ν_- практически не смещается, можно считать, что провал в области $320-330 \text{ см}^{-1}$ (изгиб E) не связан с ν_- и ν_+ -компонентами InP. Не обнаружен такой изгиб и в спектрах плазмон-фононного отражения GaAs с $N \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1, B, кривая g). Исходя из вышеизложенного, считаем, что изгиб E при частотах $320-330 \text{ см}^{-1}$ обусловлен наложением компонент двух спектров отражения составляющих — осцилляторов $\nu_- \text{ GaAs}$ и $\nu_+ \text{ InAs}$.

Известно, что диэлектрическая проницаемость в двухосцилляторной системе имеет вид

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left(1 + \frac{f_1 \omega_{T0_1}^2}{\omega_{T0_1}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_1} + \frac{f_2 \omega_{T0_2}^2}{\omega_{T0_2}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_2} \right),$$

где ε_{∞} — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, ω_{T0_1} и ω_{T0_2} — частота первого и второго осциллятора, т. е. оптических фононов InAs и GaAs соответственно, $\omega = 2\pi c\nu$, Γ_1 и Γ_2 — постоянные затухания для фононов InAs и GaAs соответственно, f_1 и f_2 — сила осциллятора для указанных фононов.

Свободные носители заряда в полупроводниках проявляют плазменные свойства с характерной плазменной частотой

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi N e^2}{\varepsilon_{\infty} m^*} \right)^{1/2},$$

где N — концентрация носителей заряда, e — заряд электрона, ε_{∞} — высокочастотная диэлектрическая проницаемость и m^* — эффективная масса носителей заряда.

Плазменные колебания представляют определенную волну плотности заряда. Его возмущение создает электрическое поле, которое в полупроводниках взаимодействует с полем колебаний решетки кристалла. Таким образом, вследствие взаимодействия колебаний плазмонов и фононов возникают связанные плазмон-фононные колебания, которые представляют собой коллективные ионные и электронные движения:

$$\varepsilon_{\infty}(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left[\frac{f_1 \omega_{T0_1}^2}{\omega_{T0_1}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_1} - \frac{\omega_{p_1}^2}{\omega(\omega - i\gamma_1)} + \frac{f_2 \omega_{T0_2}^2}{\omega_{T0_2}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_2} - \frac{\omega_{p_2}^2}{\omega(\omega - i\gamma_2)} \right],$$

где формально можно считать ω_{p_1} и ω_{p_2} — плазменная частота соответственно для осцилляторов InAs и GaAs, γ_1 и γ_2 — затухание плазменных колебаний, определяемое временем релаксации свободных носителей по импульсу соответственно для каждого осциллятора InAs и GaAs.

В рассматриваемой модели изменение контура плазменного отражения (ИК область) будет формироваться двумя компонентами. Двухкомпонентная плазма имеет место в случае тяжелых и легких дырок в GaP [5]. Однако в рассматриваемой нами модели один сорт носителей, но два осциллятора — молекулы InAs и GaAs. Взаимодействие плазмонов с оптической модой InAs экспериментально наблюдается при концентрациях $N \sim 5.3 \cdot 10^{17}$ [6, 7]. Кривая b на рис. 1 имеет трансформированный контур отражения в области 230—300 см^{-1} (отмечено экстраполяционной кривой L).

Изменение фонон-подобных ω_- и плазмон-подобных ω_+ мод при взаимодействии малых концентраций плазмонов с осцилляторами InAs и GaAs более существенно сказывается (начинается) на колебательные моды InAs. Для концентрации $N \sim 7.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ контур отражения содержит участок m , который является плазмон-фононной компонентной моды InAs. Участок спектра n обусловлен модой GaAs и трансформирован еще слабо, хотя экстраполяционные кривые (пунктир) показывают смещение ω_p в коротковолновую область. Таким образом, в спектрах обнаруживаются два конкурирующих коротковолновых края отражения — участка типа m , обусловленный плазмон-фононным осциллятором InAs, и участка типа n , обусловленный осциллятором GaAs (рис. 1, B).

Смещение минимума ω_{1+} моды InAs плазмон-фононного отражения в коротковолновую область происходит с большой скоростью ($V \sim \Delta\omega/\Delta N \text{ см}^{-1}/\text{см}^{-3}$), чем ω_+ моды GaAs.

Это вполне логично, так как

$$\omega_{1+} = \frac{\sqrt{4\pi n e^2}}{m^* \varepsilon_{\infty}},$$

где эффективная масса m^* для кристаллов InAs равна $0.026 m_0$ [8, 9], а для GaAs равна $0.072 m_0$ [9, 10].

При одних и тех же концентрациях плазмонов изменение ω_+ будет происходить быстрее для моды с меньшей эффективной массой, чем ω_+ моды GaAs. Однако фононные частоты InAs на 60—70 см^{-1} меньше, чем частоты GaAs,

поэтому до концентрации $N \sim 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ экспериментально проявляется слабое изменение ω_{2+} , обусловленное модой GaAs. При $N \sim 7.5 \cdot 10^{17}$ в более коротковолновой области наблюдается отражение, обусловленное модой ω_{1+} (плазмон-фононным осциллятором InAs), это выделяется участком m кривой b , рис. 1. При концентрациях $1 \cdot 10^{18}$, $1.4 \cdot 10^{18}$ и $2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ участок m смещается в коротковолновую область (рис. 1, B , кривые c , e соответственно). Наложение плазмон-фононного отражения мод InAs и GaAs формирует особенность E (рис. 1, 2).

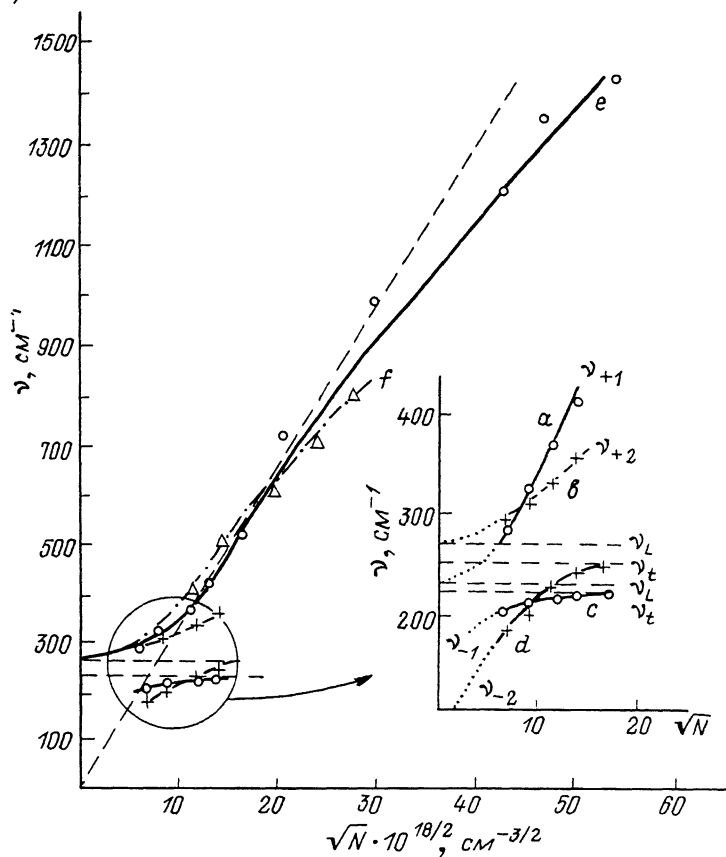


Рис. 3. Продольные (ν_L) и поперечные (ν_t) частоты фононов (осцилляторов) компонент InAs и GaAs в твердом растворе $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ и плазмон-фононные моды ν_{+1} для InAs (a) ν_{+2} для GaAs (b), ν_{-1} для InAs (c), ν_{-2} для GaAs (d) и ν_{+1} для высоких концентраций плазмонов (e) (f — данные [10]).

Расчеты плазмон-подобной (ω_+) и фонон-подобной (ω_-) ветвей проведены из соотношения

$$\nu_{\pm}^2 = \left(\frac{\nu_p^2 + \nu_{L0}^2}{2} \right) \pm \left[\frac{(\nu_p^2 + \nu_{L0}^2)^2}{4} - \nu_p^2 \nu_{T0}^2 \right]^{1/2},$$

где $\omega_{\pm} = 2\pi c \nu_{\pm}$.

Параметры фононов и плазмонов, полученных из расчетов выделенных контуров для компонент InAs и GaAs из общего спектра отражения слоя твердого раствора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, представлены на рис. 3 и в таблице.

На рис. 3 кривые a и b плазмон-подобные ветви соответственно для компонент InAs и GaAs в предположении, что плазмоны взаимодействуют с фононами и с осцилляторами независимо. Кривые d и c — фонон-подобные ветви также для компонент GaAs и InAs соответственно. Как видно из рис. 3, кривые a и b пересечены, причем кривая a , т. е. ветвь плазмон-фононного взаимодействия InAs, изменяется сильнее, чем эта же ветвь GaAs. Кривые d и c также пересекаются, причем градиент изменения фонон-подобной ветви GaAs (кривая d)

Осциллятор InAs

$N, \text{см}^{-3}$	ν_0	ν_L	Γ	ν_p	γ_1	ν_+	ν_-
$5.3 \cdot 10^{17}$	220	230	25	270	100	289.2	205.3
$7.5 \cdot 10^{17}$	220	230	35	320	150	332.2	205.3
$1.0 \cdot 10^{18}$	220	290	20	360	80	369.6	211.8
$1.4 \cdot 10^{18}$	220	230	30	410	85	420.8	214
$2.1 \cdot 10^{18}$	220	230	36	494	91	509	216.5
$3.8 \cdot 10^{18}$	220	230	31	560	90	568	219
$4.6 \cdot 10^{18}$	220	230	35	712	91	715	219
$1.0 \cdot 10^{19}$	220	230	36	980	91	1000	219
$2.1 \cdot 10^{19}$	220	230	37	1288	92	1293	219
$2.8 \cdot 10^{19}$	220	230	37	1392	93	1396	219
$3.0 \cdot 10^{19}$	220	230	37	1420	93	1424	219

Т а б л и ц а (продолжение)

Осциллятор GaAs

$N, \text{см}^{-3}$	ν_0	ν_L	Γ	ν_p	γ_2	ν_+	ν_-	m^*	$\sqrt{N} \cdot 10^8$
$5.3 \cdot 10^{17}$	250	270	12	220	51	293	188	0.045	7.2
$7.5 \cdot 10^{17}$	250	270	13	255	40	308.8	206.4	0.045	8.7
$1.0 \cdot 10^{18}$	250	270	18	292	40	330.8	220.7	0.048	10
$1.4 \cdot 10^{18}$	258	270	12	340	45	358.8	244.4	0.052	11.8
$2.1 \cdot 10^{18}$								0.054	14.6
$3.8 \cdot 10^{18}$								0.056	16.7
$4.6 \cdot 10^{18}$	258	270	14	590	43	600	244	0.057	21.4
$1.0 \cdot 10^{19}$	258	270	14	830	44	850	244	0.065	31.6
$2.1 \cdot 10^{19}$	258	270	15	1000	45	1007	244	0.079	44.7
$2.8 \cdot 10^{19}$								0.090	52.9
$3.0 \cdot 10^{19}$								0.093	54.8

в зависимости от концентрации больше. При концентрациях $N > 1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ выделить контур компоненты, обусловленной осциллятором GaAs, трудно, так как участок m , т. е. компонента, обусловленная осциллятором InAs, маскирует контур компоненты GaAs.

Спектры плазменного отражения слоев рассматриваемого типа $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ могут быть рассчитаны без учета обоих осцилляторов. В последнем случае при малых концентрациях носителей заряда параметры фонов-подобной ветви будут содержать искажения, а контур плазмон-фононной ветви изменится слабо.

Зависимость частоты ν_+ в твердом растворе $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ при высоких концентрациях носителей заряда заметно отклоняется от параболической зависимости (рис. 3, кривая e). Это отклонение несколько больше, чем в GaAs [10] (рис. 3, кривая f). Отклонение частоты ν_+ от параболического закона при увеличении концентрации является следствием непараболичности зоны проводимости.

Длинноволновая часть спектров отражения ($200-300 \text{ см}^{-1}$), т. е. область, в которой должны обнаруживаться ν_- -компоненты осцилляторов InAs и GaAs в эпитаксиальном слое InGaAs, имеет особенности. При малых концентрациях носителей заряда $N \leq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ проявляются ν_{-2} и ν_{-1} , обусловленные осцилляторами InAs и GaAs. При увеличении концентрации до $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ присутствуют два слабых минимума ν_2 и ν_{-2p} (рис. 2). Особенность ν_{-1} практически не обнаруживается. Более подробное изменение спектров в этой области представлено на рис. 4. На рис. 4, А представлены спектры плазменного отражения ЭС InP с концентрацией $N=8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, выращенных на кристаллах InP. В спектрах наглядно видны особенности ν_- и ν_+ , причем изменение, т. е. вели-

чина провала ν_- , равно 50 % по отношению к осцилляции общего контура отражения. С ростом концентрации носителей заряда амплитуда ν_- уменьшается [10, 11]. Спектральные зависимости ν_- для кристаллов InAs, GaAs и InP при концентрациях $9.2 \cdot 10^{17}$, $2.8 \cdot 10^{18}$ и $8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ показаны соответственно на кривых *a—c* рис. 4, Б.

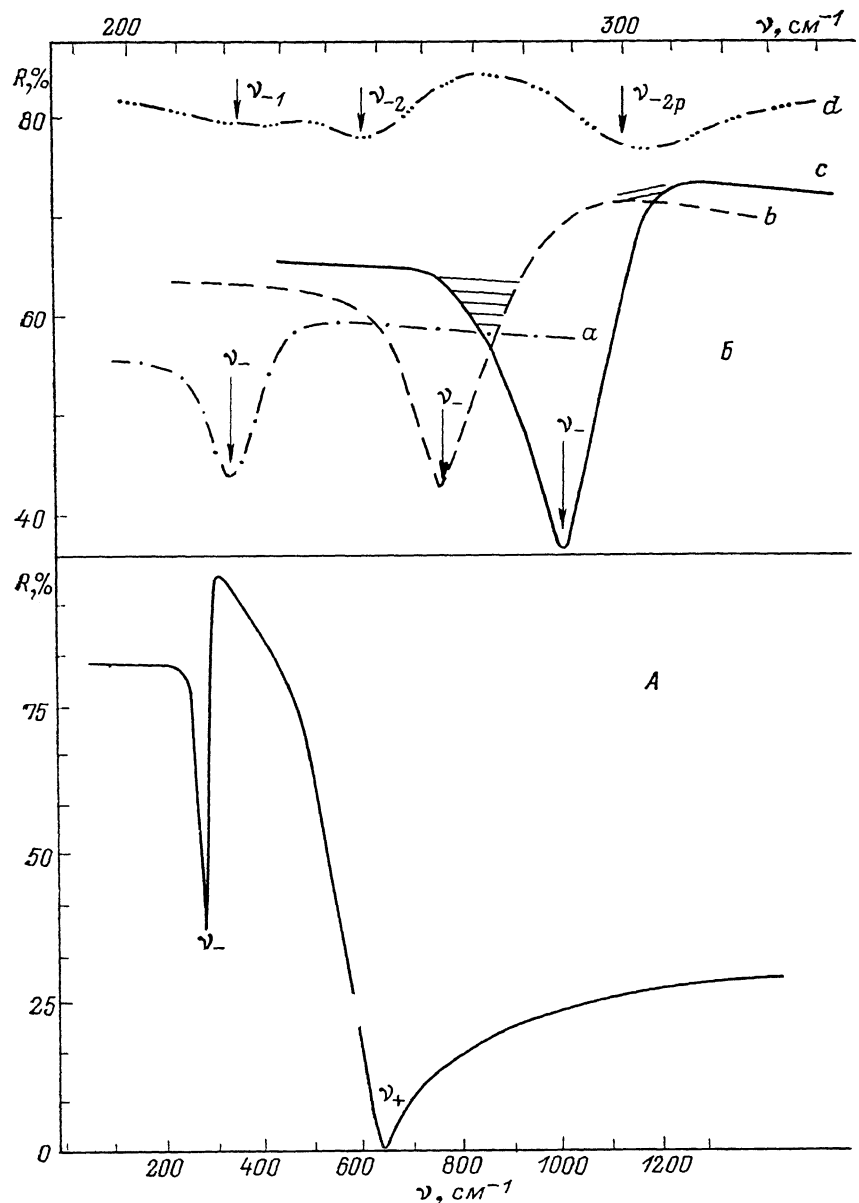


Рис. 4.

А — спектры плазменного отражения ЭС InP с $N=8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; Б — зависимость ν_- для кристаллов InAs с $N=9.2 \cdot 10^{17}$ (а), для кристаллов GaAs с $N=2.8 \cdot 10^{18}$ (б), для кристаллов InP с $N=8 \cdot 10^{17}$ (в) и твердых растворов $\text{In}_{0.54}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с $N=10^{19} \text{ см}^{-3}$ (д).

Из рис. 4 видно, что при тех частотах, где должны наблюдаться ν_- InAs, накладывается более высокий коэффициент отражения длинноволновой части плазменного отражения GaAs. При тех частотах, где должна наблюдаться ν_- GaAs, присутствует большее отражение коротковолновой части плазменных спектров InAs. Эта особенность сохраняется до высоких концентраций ($3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Кроме того, не исключена возможность, что в общих суммарных спектрах (особенно при малых толщинах ЭС) может проявиться и компонента

буферного слоя с осциллятором InP. В спектрах отражения ЭС InGaAs содержатся слабые особенности ν_{-2} и ν_{-2p} , а ν_{-1} условно выделен, эта особенность практически не заметна. Предполагаем, что ν_{-2} обусловлен осциллятором GaAs, а ν_{-2p} — осциллятором InP (из буферного слоя). Наложение компонентов трех осцилляторов с учетом изменения длинноволновой и коротковолновой частей спектров ν_{-} допускает появление слабых минимумов ν_{-2} и ν_{-2p} (на рис. 4, Б выделены в виде заштрихованных областей). При этом минимумы будут изменяться в зависимости от концентрации плазмонов и их взаимодействия с каждым осциллятором (InAs, GaAs, InP). Одновременно с этим в области ν_{-2p}

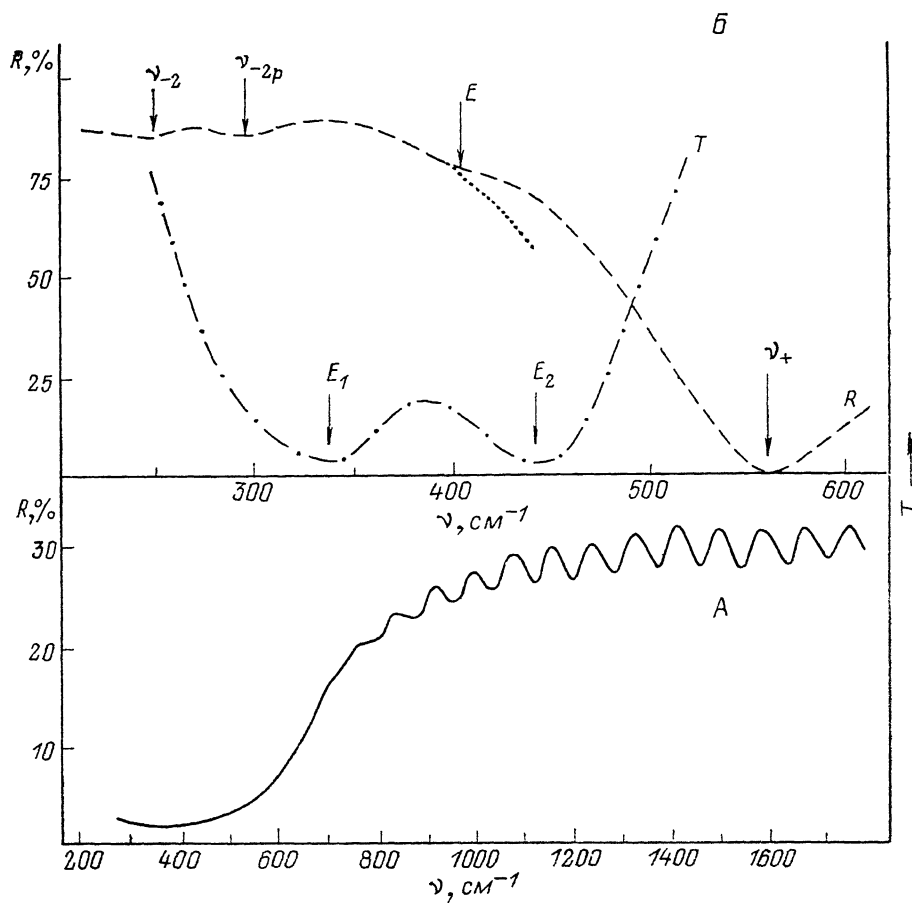


Рис. 5.

Спектры пропускания образцов толщиной 13 мкм с $N=2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ без подложек (подложки стравлены) (А), образцов толщиной (8 ± 0.5) мкм (Т) и спектры отражения этих образцов (В) (Б).

возможно и присутствие особенностей типа $\tilde{\omega}$ [4]. Для выяснения природы ν_{-2p} необходимы специальные исследования.

Для выделения плазмон-фононных компонент InAs и GaAs в ЭС InGaAs были проведены исследования спектров поглощения этих слоев. Для этого подложка InP, на которую выращен ЭС InGaAs толщиной 10 мкм, стравливалась и образовывалось окошко размером 3×4 мм. Эпитаксиальные пленки толщиной 10 мкм позволяли проводить измерения спектров пропускания (рис. 5, А). В коротковолновой части этих спектров наблюдается интерференция, как и в спектрах отражения. По этим данным определены показатель преломления $n=4.1$ для $N=2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $d=13$ мкм. Вблизи ν_{-} и ν_{+} эти образцы были не прозрачны. Коэффициент пропускания в области ν_{+} , ν_{-} был достаточно большим только при толщине $d \leq 10$ мкм. На рис. 5, Б представлены спектры одного из образцов толщиной $d=8$ мкм и $N=2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В спектрах четко видны два минимума E_1 и E_2 . Эти минимумы не совпадают с ν_{-1} и ν_{-2} и это не удив-

вительно, так как в спектрах поглощения должны выделяться особенности спектров отражения (т. е. та точка в спектрах R , где коэффициент R меняет свою кривизну). Минимумы E_1 и E_2 в исследованных слоях были получены для различных концентраций плазмонов, при этом E_1 и E_2 определяют особенность E в спектрах отражения.

При концентрации $2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ пик поглощения E_2 обусловлен осциллятором InAs, а пик E_1 — осциллятором GaAs. Выделенные особенности E_1 и E_2 свидетельствуют о том, что имеют место два осциллятора.

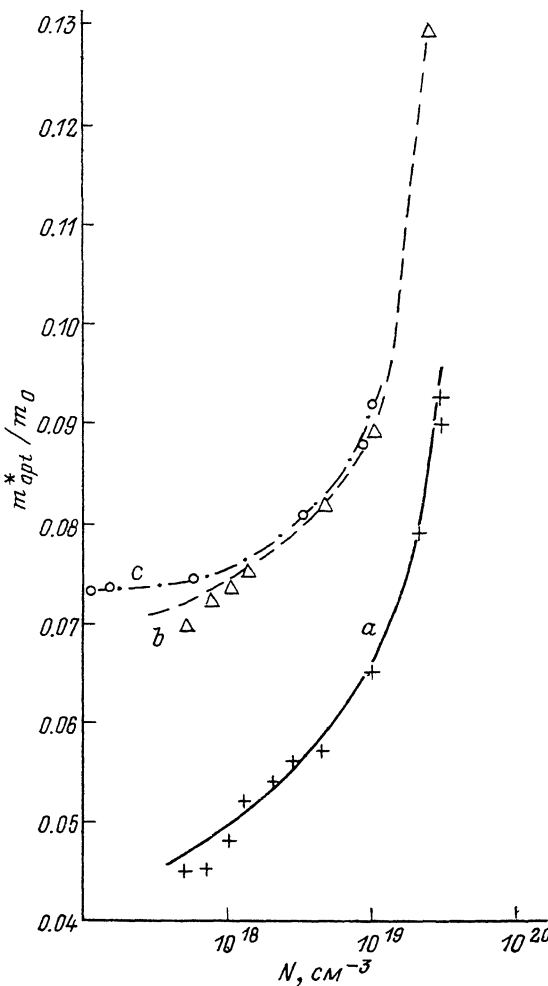


Рис. 6. Зависимость оптической эффективной массы электронов в ЭС $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ в концепции взаимодействия плазмонов с осциллятором InAs (а), GaAs (б) и данные [10] (с).

Из полученных данных (см. таблицу) определена эффективная масса, характеризующая зону проводимости твердого раствора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (рис. 6, а). Формально в рассматриваемой модели взаимодействия плазмонов с двумя осцилляторами (фононами InAs и GaAs) можно определить и некоторую несуществующую эффективную массу (рис. 6, б). Эти результаты лишены физического смысла, но они представлены на рисунке для сопоставления с результатами по плазмон-фононному взаимодействию для кристаллов GaAs (кривая с) [2, 10]. Из сопоставления результатов (кривая с) и полученных данных контуров плазменного отражения выделенного осциллятора GaAs (кривая б) видно, что эффективные массы удовлетворительно согласуются. Величина m_{opt}^*/m_0 для GaAs имеет большее значение, чем для InAs. Эффективная масса эпитаксиального слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ при изменении концентрации от 5.3×10^{17} до $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ изменяется от $0.045 m_0$ до $0.093 m_0$.

Изменение эффективных масс (кривые *a* и *b*), полученных для InAs и GaAs, возможно, так как при концентрациях $N \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ плазмоны взаимодействуют с осциллятором InAs и практически не действуют на осциллятор GaAs. Это приводит к смещению ν_p в высокочастотную область. При $N \approx 5.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ν_p для осциллятора InAs практически находится в области ν_L для фононов GaAs. Поэтому трансформация контура отражения для GaAs начинается при $N \sim 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, но при этом ν_p для GaAs находится в более коротковолновой области, чем ν_p для InAs. Последнее обусловлено тем, что m_{opt}^*/m_0 для GaAs больше, чем m_{opt}^*/m_0 для InAs.

Таким образом, эффективная масса в слое $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ отклоняется от параболического закона при концентрациях $N > 4.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Примерно при этих же концентрациях нарушается закон параболическости и в кристаллах GaAs [10].

Список литературы

- [1] Гауэр Дж. Оптические системы связи. М., 1989. 500 с.
- [2] Light Scatering in Solids. V. 4. / Ed. by M. Cardona, G. Güntherdot. Berlin—Heilderberg, N. Y.—Tokyo, 1980. 407 p.
- [3] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977. 366 с.
- [4] Касьян А. И., Сур И. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1127—1129.
- [5] Байрамов Б. Х. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 2. С. 455—462.
- [6] Ивченко Б. Л., Мирлин Д. Н., Ренина И. И. // ФТТ. 1975. Т. 17. В. 8. С. 2282—2287.
- [7] Mash I. H. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 8. P. 1113—1117.
- [8] Cardona M. // Phys. Rev. 1961. V. 121. N 8. P. 752—759.
- [9] Баранский П. И., Ключков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника. Справочник. Киев, 1975. 438 с.
- [10] Chandrasekher H. R., Ramdos A. K. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 4. P. 1511—1515.
- [11] Durschlag M. S., De Temple T. A. // Sol. St. Commun. 1981. V. 40. N 3. P. 307—310.

Кишиневский
политехнический институт
им С. Лазо

Получена 22.02.1991
Принята к печати 28.02.1991