

# Изучение примесной фотопроводимости в $p$ -InSb с использованием эпитаксиальных $p^+$ -контактов

© Ш.О. ЭМИНОВ

Институт физики им. академика Г.М. Абдуллаева Национальной академии наук Азербайджана, AZ-1143 Баку, Азербайджан

E-mail: shikhamirem@gmail.com

(Получена 3 ноября 2015 г. Принята к печати 1 декабря 2015 г.)

В эпитаксиальных  $p^+$ -слоях InSb (концентрация дырок  $p \approx 1 \cdot 10^{17} - 1.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках из  $p$ -InSb, в спектральном диапазоне 5–12 мкм при 90 К проведены измерения коэффициента оптического поглощения  $\alpha$  и примесной фотопроводимости (60 и 90 К) в структурах  $p^+ - p$ -типа. Установлено, что в  $p^+$ -слоях  $\alpha$  достигает значения  $7000 \text{ см}^{-1}$  при  $p \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Показано, что значение  $\alpha \approx 1 - 3 \text{ см}^{-1}$ , измеренное в подложках, завышено по сравнению с оценками ( $\alpha \approx 0.1 \text{ см}^{-1}$ ), сделанными на основе сравнения данных по фотопроводимости. Объяснение различия состоит в том, что оптические переходы дырок, ответственные за фотопроводимость, маскируются переходами электронов в зону проводимости. Сечение фотоионизации для этих переходов не превышает  $1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ .

## 1. Введение

Антимонид индия — самый узкозонный из полупроводников группы  $A^{III}B^V$  и занимает особое место среди материалов, широко применяемых в инфракрасной (ИК) технике. Физические свойства InSb к настоящему времени изучены довольно широко, однако некоторые вопросы, связанные с установлением в нем точного механизма примесной фотопроводимости, имеющей важное прикладное значение, остаются до сих пор нерешенными.

Как показано в [1], в образцах  $p$ -InSb, компенсированных Ge, с концентрацией дырок в пределах  $10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$  величина коэффициента поглощения  $\alpha$  при изменении температуры образцов от 10 до 300 К изменяется в пределах  $\alpha \approx 0.5 - 10 \text{ см}^{-1}$ . При низких температурах в спектральной зависимости  $\alpha$  отчетливо наблюдалась ступенька, соответствующая донорному уровню с энергией  $\varepsilon_t \approx E_v + 0.12 \text{ эВ}$  структурных дефектов, ответственных за рекомбинационные процессы в InSb. Эта ступенька терялась при повышении температуры, хотя значение  $\alpha$  возрастало в несколько раз и достигало  $10 \text{ см}^{-1}$  при 190 К. В [2] на основе результатов измерений примесной фотопроводимости в кристаллах InSb  $n$ - и  $p$ -типа проводимости в диапазоне энергий фотонов  $\hbar\omega \approx 0.1 - 0.2 \text{ эВ}$  при 80 К установлено, что экспериментально наблюдаемым значениям  $\alpha \approx 1 - 5 \text{ см}^{-1}$  соответствует сечение фотоионизации  $\sigma \gtrsim 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ . Это почти на порядок выше значения, предсказанного теорией Луковского [3], полученного для однозонного приближения с использованием модели потенциала нулевого радиуса. Двухзонное приближение, предложенное Перелем и Ясневич [4], в котором для случая сильного различия эффективных масс электронов и тяжелых дырок учитывается взаимодействие глубокого центра с зонами, говорит о возможности взаимодействия центра  $\varepsilon_t$  с зоной тяжелых дырок. Поэтому нельзя сделать скидку на эффективную массу носителя заряда (электрона и легкой дырки), и в этой связи непонятно,

почему  $\alpha$  достигает такого большого значения. Рост  $\alpha$  с повышением температуры в  $p$ -InSb нельзя объяснить эффектами примесной фотоионизации для переходов валентная зона–уровень  $\varepsilon_t$ , так как с повышением температуры этот уровень должен заполняться электронами. В то же время важно отметить, что при 193 К в InSb  $n$ -типа проводимости  $\alpha$  имеет большое значение, равное  $\sim 10 \text{ см}^{-1}$ , соответствующее фотопереходу с уровня  $\varepsilon_t$  в зону проводимости, а при 300 К — значение, равное  $\sim 15 \text{ см}^{-1}$ , примерно одинаковое для обоих типов проводимости.

Помимо фотоионизации глубокого уровня с энергией  $\varepsilon_t \approx E_v + 0.12 \text{ эВ}$  в InSb значительна эффективность фотоионизации и более мелких акцепторных уровней, с которой конкурирует механизм фотопоглощения на переходах внутри валентной зоны. Так, в работах [5,6] изучено поглощение в  $p$ -InSb, легированном мелкими акцепторами с энергией  $E_v + 0.075 \text{ эВ}$ , в зависимости от их концентрации в пределах  $10^{15} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (в [5] до  $1.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). В [5] были получены значения сечения фотоионизации при  $\hbar\omega \approx 0.10 \text{ эВ}$  при поглощении на дырках и электронах соответственно  $\sigma_p \approx 8.6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  и  $\sigma_n \approx 2.3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  при 298 К. При 77 К  $\sigma_p$  возрастает до  $3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ , а  $\sigma_n$  остается на том же уровне. В [6] показано, что большое значение  $\sigma_p$  связано в основном с внутризонными переходами (зона тяжелых дырок)–(зона легких дырок). Экспериментально полученное значение  $\alpha$  достигало  $\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$  при концентрации дырок  $p \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  ( $\hbar\omega \approx 0.12 \text{ эВ}$ ).

В [7] примесная фотопроводимость в  $p$ - и  $n$ -InSb измерена в диапазоне температур 6–77 К. Установлено, что вплоть до 35 К фотопроводимость  $p$ -InSb обязана своим происхождением уровню с энергией  $\varepsilon_t \approx E_v + 0.12 \text{ эВ}$ , причем фотоэффект при 35 К на 2 порядка выше, чем при 80 К. При 6 К примесный фотоэффект наблюдался вплоть до 0.05 эВ и оказался только в несколько раз меньше собственного фотоэффекта. В [8] была измерена абсолютная величина фотопроводимости на образцах

$p$ -InSb, легированных Mg, Ag, Cu и Ge при относительно высоких температурах 25–77 К. На образцах с Mg с концентрацией примеси  $N \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  величина токовой фоточувствительности при 25 К достигала 40 А/Вт, а величина  $\alpha$ , оцененная из сигналов фотопроводимости, оказалась равной  $0.1 \text{ см}^{-1}$ . Этому значению коэффициента поглощения  $\alpha^{\text{imp}}$  соответствует величина сечения захвата  $\sigma^{\text{im}} = \alpha^{\text{imp}} N^{-1} = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ , согласующаяся с теоретическими оценками.

Во всех вышеупомянутых работах фотоэффект изучался на поперечно подключенных фотосопrotивлениях при электрических полях, величина напряженности которых была ограничена эффектом инжекции электронов из контактов.

В настоящей работе мы попытались дать объяснение причин несоответствия между высокими значениями сечения фотоионизации ( $\sim 10^{-15} \text{ см}^2$ ) для переходов валентная зона–уровень  $\epsilon_i$  и относительно небольшой величиной токовой фоточувствительности в примесной области при известном времени жизни дырок  $\tau_p$ , которое наблюдалось в большинстве вышеуказанных работ. При постановке задачи исследования мы исходили из следующих соображений.

1) С учетом большой величины коэффициента поглощения фотоэффект при 77 К не должен быть существенно меньше, чем при низких температурах. Поэтому уменьшение величины фотопроводимости с ростом температуры образца может быть обусловлено только уменьшением времени жизни дырок.

2) Уменьшение времени жизни дырок из-за повышения температуры образца можно в некоторой степени предотвратить ограничением уровня инжекции электронов в образец с дырочной проводимостью.

Повышение рабочей температуры является само по себе важной проблемой, поэтому изучение примесной фотопроводимости с контактами, ограничивающими инжекцию электронов вплоть до возможно больших значений напряженности электрического поля, приложенного к образцу, имеет также и большое практическое значение.

## 2. Методика эксперимента

Для решения поставленной задачи нами было проведено следующее.

На подложках InSb  $p$ -типа проводимости методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) были выращены эпитаксиальные  $p^+ - p$ - и  $p^+ - p - p^+$ -структуры при легировании слоев кадмием. В качестве подложек использовались пластины InSb марки ИСД-2, компенсированные германием (концентрация дырок  $p \approx 1 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), с относительно слабым поглощением излучения при 0.12 эВ. Толщина эпитаксиальных  $p^+$ -слоев была 15–40 мкм, а концентрация дырок находилась в пределах  $p = 1 \cdot 10^{17} - 1.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  в зависимости от уровня легирования. Методики подготовки

подложек к эпитаксии и проведения эпитаксиального роста описаны в [9–12].

На структурах с  $p^+$ -контактами, ограничивающими инжекцию электронов, при продольном подключении электрического поля (геометрия продольного резистора) в спектральном диапазоне 8–12 мкм проведены исследования оптического пропускания при 90 К и примесной фотопроводимости при 90 и 60 К. Использование геометрии продольного резистора определялось, с одной стороны, соображениями топологии двухкоординатной матрицы фотосопrotивлений, а с другой — возможностью двукратного увеличения эффекта фотопроводимости за счет отражения излучения от нижнего электрода. При продольной геометрии влияние боковой поверхностной рекомбинации оказывается совершенно несущественным.

Для изучения оптического пропускания использовался двухлучевой спектрофотометр ИКС-14 и металлический оптический криостат с двумя германиевыми окнами толщиной 4 мм. Коэффициент поглощения определялся по спектру пропускания по формуле Бугера–Ламберта  $I = I_0 \exp(-ad)$ , где  $d$  — толщина образца,  $I_0, I$  — интенсивности излучения на входе и выходе образца. Для исследования фотопроводимости спектрометр был преобразован в монохроматор с помощью параболического зеркала, установленного за призмой и фокусирующего монохроматический поток на образец внутри азотного криостата. Плотность потока излучения, падающего на образец внутри криостата, при длине волны  $\lambda \approx 5 \text{ мкм}$ , составляла  $\Psi^{\text{int}} \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , а при  $\lambda \approx 10 \text{ мкм}$   $\Psi^{\text{imp}} \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Здесь индексы „int“ и „imp“ соответствуют областям собственной (intrinsic) и примесной (impurity) фотопроводимости в InSb.

Внутренняя азотная камера криостата, в которой находился исследуемый образец, могла быть вакуумирована, поэтому после уплотнения фланца и всех его патрубков при откачке паров жидкого азота из объема камеры температура образца достигала 60 К.

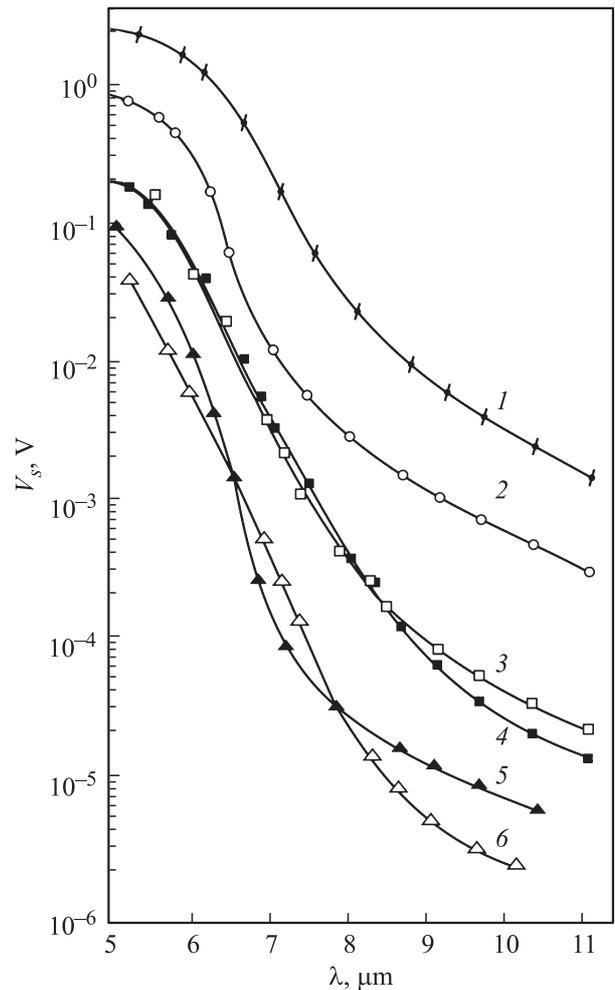
## 3. Обсуждение экспериментальных данных

На рис. 1 (данные 1) представлена зависимость коэффициента поглощения излучения с энергией  $\sim 0.12 \text{ эВ}$  в эпитаксиальных  $p^+$ -слоях, выращенных нами при легировании слоев кадмием, от концентрации дырок в слое,  $\alpha(p)$ . Здесь же данными 2 представлена аналогичная зависимость, полученная в объемных монокристаллах  $p$ -InSb при 77 К [5], а точки 3 — данные, полученные при 5 К в [6]. Прямая 4 построена по формуле для спектральной зависимости коэффициента поглощения для прямых разрешенных переходов между простейшими зонами [13] в валентной зоне при величине подгоночного коэффициента  $A_s = 19.2$ . Максимальное значение  $\alpha \approx 7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$  было получено в  $p^+$ -слое с концентрацией дырок  $p \approx 1.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Следует отметить, что

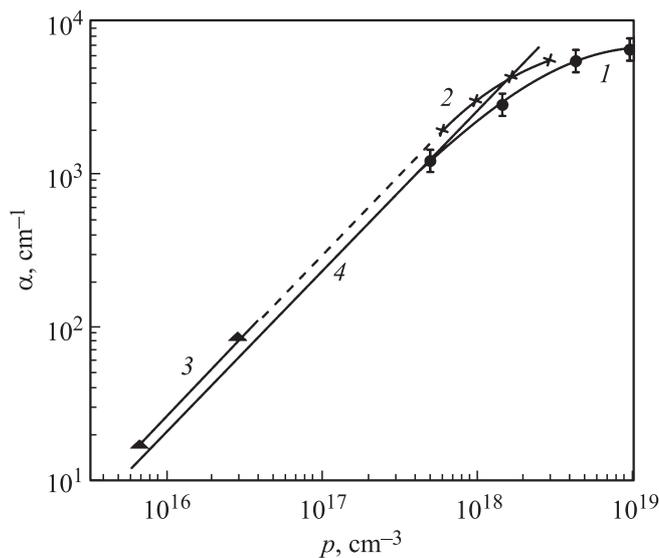
данные по  $\alpha$  в эпитаксиальных слоях InSb для области легирования  $p \geq 3 \cdot 10^{18} - 1.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  впервые получены нами.

На рис. 2 показаны типичные спектральные зависимости сигнала продольной фотопроводимости  $V_s$  в полосе от собственного поглощения до примесного (длины волн  $\lambda \approx 3 - 12 \text{ мкм}$ ) для двух образцов  $p^+ - p$ - и  $p^+ - p - p^+$ -структур при  $\sim 80 \text{ К}$  (кривые 2–6) и при разных электрических полях. Кроме того, для образца с  $p^+ - p - p^+$ -структурой зависимости даны при двух разных фоновых потоках (с диафрагмой и без нее — кривые 2 и 3 соответственно).

Для  $p^+ - p$ -структуры фотопроводимость может быть получена более высокая для направления подключения, в котором перекрыта возможность инжекции электронов, и может быть получено большое значение напряженности электрического поля в высокоомной  $p$ -области. Кривая 4 соответствует обратному (плюс к  $p^+$ -области), а кривая 5 — прямому включению одного и того же образца с  $p^+ - p$ -структурой с толщиной  $p$ -области  $\sim 400 \text{ мкм}$  (толщина  $p^+$ -слоя  $\sim 40 \text{ мкм}$ ). Кривая 6 построена для обратного включения того же образца, но утонченного до  $70 \text{ мкм}$ . Для структуры  $p^+ - p - p^+$ -типа направление включения в принципе безразлично и эффект растет с ростом поля до полей с напряженностью  $\geq 100 \text{ В/см}$ . Как видно из рисунка, в полосе  $\lambda \approx 5 - 11 \text{ мкм}$  фотопроводимость спадает монотонно на 3 порядка, при этом фотоэффект при  $60 \text{ К}$  почти на порядок сильнее, чем при  $77 \text{ К}$ . В области  $\lambda \approx 8.0 \text{ мкм}$  для некоторых образцов наблюдается перегиб в спектральной кривой. Он обусловлен, по-видимому, либо фотоионизацией уровня  $E_v + 0.075 \text{ эВ}$  с фотогенерацией электронов в зону проводимости, так как уровень по-



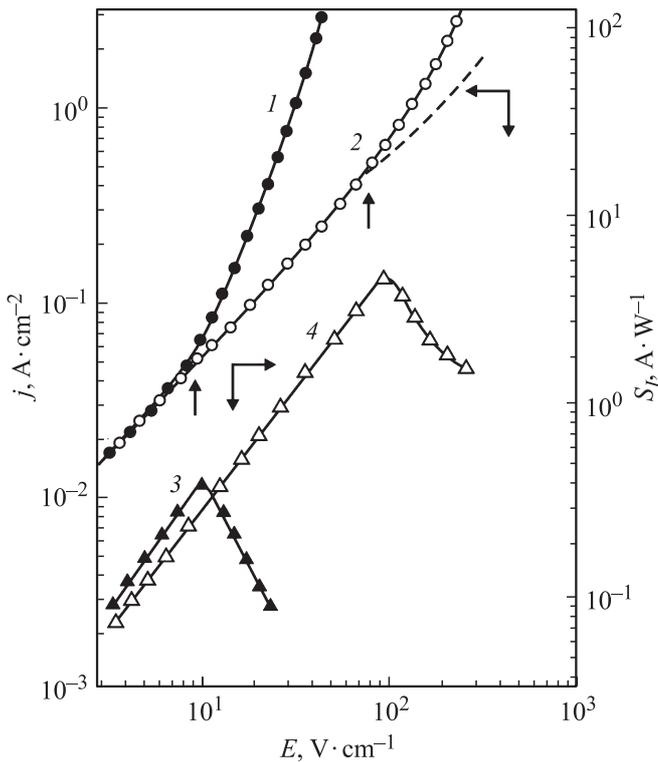
**Рис. 2.** Спектральные зависимости сигнала продольной фотопроводимости  $V_s$  структур  $p^+ - p - p$ -структуры: при  $60 \text{ К}$  (1), с диафрагмой (2), без диафрагмы (3) при  $77 \text{ К}$ .  $p^+ - p$ -структуры при  $77 \text{ К}$ : 4 — обратное включение, 5 — прямое включение (толщина  $400 \text{ мкм}$ ), 6 — обратное включение (толщина  $70 \text{ мкм}$ ).



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента поглощения в  $p^+ - p$ -структурах от концентрации дырок в  $p^+$ -слое при  $0.12 \text{ эВ}$ : 1 — эпитаксиальные  $p^+$ -слои ( $90 \text{ К}$ ), 2 — данные [5], 3 — данные [6], 4 — расчет по [13].

чти полностью занят электронами, либо фотоионизацией уровня  $E_c - 0.075 \text{ эВ}$  с фотогенерацией дырок. Последнее представляется более вероятным, так как с понижением температуры примесная фотопроводимость растет быстрее, чем собственная, в 1.5 раза. Поскольку фотопроводимость измерялась в абсолютных единицах, из нее были вычислены зависимости токовой фоточувствительности  $S_I$ , достигающие в собственной области значения  $\sim 700 \text{ А/Вт}$ , а в примесной  $\sim 3 \text{ А/Вт}$ .

На рис. 3 представлены полевые зависимости токовой фоточувствительности  $S_I(E)$   $p^+ - p$ -структуры ( $\lambda \approx 10.0 \text{ мкм}$ ) для разных полярностей включения (кривая 3 — прямое включение, кривая 4 — обратное). Здесь же представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ)  $j(E)$  этой структуры также при разных полярностях включения (кривая 1 — прямое включение, кривая 2 — обратное).



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики  $j(E)$  (1, 2) и полевые зависимости токовой фоточувствительности  $S_f(E)$   $p^+p$ -структуры при  $\lambda \approx 10$  мкм (3, 4). 1, 3 — прямое смещение, 2, 4 — обратное.

Уравнение непрерывности [14], описывающее процессы генерации, рекомбинации в простейшем виде и процессы дрейфово-диффузионного переноса в условиях градиента концентрации неравновесных носителей тока, применительно к дырочному полупроводнику с монополярной поперечной фотопроводимостью, в пренебрежении поверхностной рекомбинацией позволяет вывести следующие выражения для тока фотопроводимости в собственной ( $I^{\text{int}}$ ) и примесной ( $I^{\text{imp}}$ ) областях спектра в толстом образце:

$$I^{\text{int}} = q\beta\Phi^{\text{int}}\mu_p\tau_pEA/d, \quad (1)$$

$$I^{\text{imp}} = q\beta\alpha^{\text{imp}}\Phi^{\text{imp}}\mu_p\tau_pEA, \quad (2)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $\beta$  — квантовый выход,  $\Phi^{\text{imp}}$  и  $\Phi^{\text{int}}$  — плотности потоков фотонов в примесной и собственной областях спектра соответственно,  $A$  — приемная площадь образца,  $d$  — толщина образца,  $E$  — напряженность электрического поля. Из формул (1) и (2) следует:

$$\alpha^{\text{imp}} = \frac{\hbar\omega^{\text{int}}}{\hbar\omega^{\text{imp}}} \frac{I^{\text{imp}}}{I^{\text{int}}} \frac{\Psi^{\text{int}}}{\Psi^{\text{imp}}d}. \quad (3)$$

Подстановка в формулу (3) экспериментальных значений  $I^{\text{imp}}$ ,  $I^{\text{int}}$ , полученных для образца толщиной

$d \approx 350$  мкм при  $\lambda \approx 5.0$  и  $10.0$  мкм, а также соответствующих значений  $\Psi^{\text{imp}}$  и  $\Psi^{\text{int}}$  дало значение  $\alpha \approx 0.1$  см $^{-1}$ . Это значение по крайней мере в 5 раз меньше экспериментально наблюдаемого значения при  $\lambda \approx 10.0$  мкм из работы [2] и более чем на порядок меньше значения, найденного нами при 90 К на компенсированных образцах  $p$ -InSb. Это расхождение, по-видимому, не случайно, так как значению  $\alpha = 0.1$  см $^{-1}$  соответствует величина сечения фотоионизации  $\sigma_a = \alpha/N \sim 10^{-1}/2 \cdot 10^{14} \approx 5 \cdot 10^{-16}$  см $^2$ , вполне согласующаяся с теорией Луковского [3]. Объяснение же большому экспериментальному значению  $\alpha$ , полученному из прямого измерения, можно получить на основании несколько более сложной модели фотовозбуждения центров.

Действительно, как видно из литературных данных, величина  $\alpha$  для перехода с уровня  $E_v + 0.12$  эВ с повышением температуры вплоть до комнатной растет, причем в  $n$ -InSb его значение всегда больше, чем в  $p$ -InSb, и достигает значений  $> 10$  см $^{-1}$ .

Так как в компенсированных образцах  $p$ -InSb переход к  $n$ -типу проводимости осуществляется при температурах  $T > 200$  К, рост  $\alpha$  с температурой можно объяснить также тем, что образцы при повышении температуры становятся электронными. Для электронных кристаллов сечение фотоионизации для донорных центров  $E_v + 0.12$  эВ достигает значения  $\sigma_a = \alpha/N \approx 10/2 \cdot 10^{14} = 5 \cdot 10^{-14}$  см $^2$ , что связано с малостью эффективной массы электронов ( $m_e = 0.013m_0$ ). Таким образом, и в дырочном  $p$ -InSb при 77 К возможно фотовозбуждение электронов с этих центров в зону проводимости ввиду частичного заполнения центров  $E_v + 0.12$  эВ электронами при примесном облучении. Однако вклад этих фотовозбужденных электронов в фотопроводимость при 77 К невелик из-за малости их времени жизни при условии низкого уровня возбуждения. Действительно, например, при плотности потока падающих квантов  $\Phi_0 \approx 10^{16}$  см $^{-2} \cdot$  с $^{-1}$  (открытая апертура) концентрация электронов в зоне проводимости будет  $\Delta n \approx \alpha\Phi_0\tau_n = 3 \cdot 10^{16} \cdot 2 \cdot 10^{-10} = 6 \cdot 10^6$  см $^{-3}$ , т.е. будет существенно меньше, чем концентрация дырок. В то же время концентрация электронов на уровне  $E_v + 0.12$  эВ будет определяться интенсивностью фоновой засветки в собственной и примесной областях и темпом рекомбинации с неравновесными дырками, т.е. определяться временем жизни дырок  $\tau_p$ . При малом темпе темновой генерации она будет примерно равна  $\Delta n = (\Phi^{\text{imp}}\alpha^{\text{imp}} + \Phi^{\text{int}}/d)\tau_p$ . При отсутствии холодной диафрагмы плотность потока падающих фотонов в диапазоне длин волн  $\lambda \approx 3$ –5 мкм имеет величину  $\Phi^{\text{int}} \approx 2 \cdot 10^{16}$  см $^{-2} \cdot$  с $^{-1}$ , в диапазоне  $\lambda \approx 8$ –12 мкм  $\Phi^{\text{imp}} \approx 3 \cdot 10^{17}$  см $^{-2} \cdot$  с $^{-1}$ . В указанном диапазоне  $\lambda \approx 8$ –12 мкм  $\alpha \approx 3$  см $^{-1}$ . Поэтому для образца толщиной  $d \approx 400$  мкм с  $\tau_p = 2 \cdot 10^{-5}$  с получим  $\Delta n = 2.8 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , и эта величина составляет заметную часть от общей концентрации ( $\sim 10^{14}$  см $^{-3}$ ) рекомбинационных центров с энергией  $E_v + 0.12$  эВ. Соответственно величину коэффициента поглощения  $\alpha$  для фо-

тоионизации электронов с этих центров в зону проводимости можно оценить по формуле  $\alpha = \sigma_a \Delta n = 1.4 \text{ см}^{-1}$ , т. е.  $\alpha$  только в 2 раза меньше по величине по сравнению с результатами работы [1]. Эту разницу можно объяснить тем, что методика определения  $\alpha$  построена на использовании двухлучевого спектрофотометра, в котором на образец, размещенный в криостате, фокусируется интегральный поток от глобара с температурой яркости  $T_{br} = 400^\circ\text{C}$ , и плотность излучения в собственной области спектра значительно ниже. Эти условия автоматически приводят к увеличению заполненных электронами центров.

#### 4. Заключение

Таким образом, реальное значение коэффициента поглощения в *p*-InSb для переходов валентная зона–уровень  $E_v + 0.12 \text{ эВ}$ , обуславливающих примесную фотопроводимость, не превышает заметно величину  $0.1 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому сечение фотоионизации для этих переходов не превышает величину  $1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ .

#### Список литературы

- [1] В.Г. Валяшко. ФТП, **6**, 1836 (1973).
- [2] Н.М. Колчанова, М.А. Сиповская, Ю.С. Сметанникова. ФТП, **16**, 2194 (1982).
- [3] G. Lucovscky, A.J. Varga et al. Sol. St. Commun., **3**, 9 (1965).
- [4] В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. ЖЭТФ, **82**, 237 (1982).
- [5] S. Kurnick, J.M. Powel. Phys. Rev., **116**, 597 (1956).
- [6] G.W. Gobeli, H.Y. Fan. Phys. Rev., **119**, 613 (1960).
- [7] I.M. Ismailov, D.N. Nasledov, Yu.S. Smetannikova. Phys. Status Solidi B, **31**, 499 (1969).
- [8] В.С. Ивлева, В.Г. Коротин, Ю.Г. Попов. Тез. докл. 4-го Респ. совещ. по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках (Ужгород, 1979).
- [9] Ю.Г. Попов, Ш.О. Эминов, Э.К. Гусейнов. Неорг. матер., **29**, 1148 (1993).
- [10] Ш.О. Эминов, А.А. Раджабли. ПТЭ, **2**, 153 (2010).
- [11] Gh. Sareminia, M. Hajian, H. Simchi, Sh. Eminov. Infr. Phys. Technol., **53**, 315 (2010).
- [12] Gh. Sareminia, F. Zahedi, Sh. Eminov. Chinese J. Semicond., **32** (5), 056001 (2011).
- [13] Ю.И. Уханов. Оптические свойства полупроводников (М., Наука, 1977).
- [14] К.В. Шалимова. Физика полупроводников (М., Энергоатомиздат, 1985).

Редактор Л.В. Шаронова

#### Study of impurity photoconductivity in *p*-InSb using epitaxial $p^+$ -contacts

Sh.O. Eminov

Institute of Physics named after H.M. Abdullayev,  
Azerbaijan National Academy of Sciences,  
AZ-1143 Baku, Azerbaijan

**Abstract** The both optical absorption coefficient  $\alpha$  in InSb *p*-layers (hole concentrations  $p \approx 1 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) LPE grown on *p*-InSb substrates ( $p \approx 10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) as well as the impurity photoconductivity in InSb  $p^+$ -*p*-structures were measured at 90 K in the spectral range 5–12  $\mu\text{m}$ . It was found that  $\alpha \approx 7000 \text{ cm}^{-1}$  at  $p \approx 1.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . The value  $\alpha \approx 1 - 3 \text{ cm}^{-1}$ , that was found in substrates is significantly exceeded the  $\alpha$  evaluated by comparison of intrinsic and impurity photoconductivity. It was postulated that such difference is associated with the transitions of electrons into the conductance band, masking optical transitions of holes, responsible for photoconductivity. The cross section of such transitions does not exceed the value  $1 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ .