

Ш37

1071

МИНИСТЕРСТВО ПРОСВЕЩЕНИЯ УССР

КИЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
им. А.М.ГОРЬКОГО

На правах рукописи

ШЕВЧУК Олеся Сергеевна

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
СВОЙСТВ ЧИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЫРОЧНОГО
АНТИМОНИДА ИНДИЯ

/ 01.04.10 - физика полупроводников и диэлектриков/
Диссертация написана на русском языке

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Киев - 1974

НБ НПУ



100207587

Работа выполнена в Ленинградском ордена Ленина физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе АН СССР.

Научный руководитель - старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук В.В.ГАЛАНОВ.

Официальные оппоненты:

| | |
|------------------------------------|---------------|
| доктор технических наук, профессор | И.Д.КОНОЗЕНКО |
| кандидат физ.мат.наук, доцент | И.И.ТЫЧИНА |

Внешний отзыв - научно-исследовательский институт.

Автореферат разослан " " _____ 1974 г.

Защита состоится " " _____ 1974г.

в _____ часов на заседании Ученого совета физико-математического факультета Киевского государственного педагогического института им.А.М.Горького / 252030, Киев-30, ул.Пирогова, 9, аудитория 431/.

С диссертацией можно ознакомиться в читальном зале института.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ
СОВЕТА

/И.И.ТЫЧИНА/

Характерной особенностью физики полупроводников является увеличивающийся с каждым годом интерес к физическим свойствам соединений $A^{III}B^V$. Уникальные оптические, фотоэлектрические и гальваномангнитные свойства этой группы полупроводников являются причиной их широкого использования в электронной промышленности.

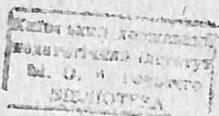
Из всех соединений $A^{III}B^V$ антимонид индия представляет особый интерес, что обусловлено не только большой подвижностью электронов и малой шириной запрещенной зоны, но и возможностью получения его в наиболее чистом виде. Научное и практическое значение антимонида индия огромно. При исследовании антимонида индия были открыты новые явления такие как эффект Бурштейна-Мосса, эффект Оже-рекомбинации, магнитофонный резонанс Гуревича-Фирсова, комбинированный резонанс Рашбы и т.д.

Антимонид индия широко используется для создания детекторов инфракрасного и миллиметрового диапазона, датчиков Холла. Он является перспективным материалом для создания высокочастотных диодов, триодов, туннельных диодов, светофильтров и лазеров.

Для создания высокочувствительных приборов и определения оптимальных условий их работы требуется всестороннее исследование свойств полупроводникового материала: энергетического спектра электронов в кристалле, характера электронных переходов, условий генерации, движения и рекомбинации носителей заряда и т.д. Ценную информацию по многим из этих вопросов дает, как известно, исследование оптических и фотоэлектрических свойств кристаллов.

Особенно важное значение в полупроводниковой технике имеет вопрос о поведении носителей заряда в тонких поверхностных слоях кристалла. Поверхностная рекомбинация иногда полностью определяет основные характеристики полупроводникового прибора и ограничивает пределы его применимости.

Несмотря на то, что исследованию оптических и фотоэлектрических свойств антимонида индия посвящено большое количество работ, многие актуальные вопросы все еще остаются нерешенными.



До конца не выяснен вопрос о природе оптических переходов в глубине и на краю спектра фундаментального поглощения. В литературе отсутствуют систематические исследования коэффициента поглощения в широком интервале температур и длин волн на чистых кристаллах сурьмянистого индия. Противоречивы данные различных авторов по ширине запрещенной зоны E_g , ее температурной зависимости.

Исследование такого важного параметра, каким является скорость поверхностной рекомбинации, слабо освещено в литературе. Не выяснен вопрос о влиянии различных травителей и способов обработки поверхности на скорость поверхностной рекомбинации, на стабильность состояния поверхности и т.д. Почти отсутствуют данные о зависимости скорости поверхностной рекомбинации S и длины диффузии l_n носителей заряда от температуры. Эти вопросы имеют чрезвычайно важное значение при создании и определении условий эксплуатации различных полупроводниковых приборов.

Отсутствие систематических данных по скорости поверхностной рекомбинации S и длине диффузии l_n для $JnSb$ отчасти можно объяснить тем, что количество методов, позволяющих получить надежные данные по S и l_n для антимонида индия ограничено. Полезную информацию о скорости поверхностной рекомбинации и объемной длине l_n диффузии неосновных носителей дает метод предложенный Субашиевым и Петрусевичем ^{1/}. Этот метод требует знания спектрального распределения фототока и коэффициента поглощения.

Настоящая работа посвящена исследованию спектров поглощения и фототока чистых кристаллов $p-JnSb$ в широком интервале температур / 77-300°K/ и длин волн / 1-8 мкм/ с целью выяснения механизма поглощения света в этих кристаллах, определения скорости поверхностной рекомбинации неравновесных носителей заряда в зависимости от температуры и способов обработки поверхности, а также определения длины диффузии носителей при разных температурах. Выбор дырочного материала для объекта исследования

^{1/} Субашиев В.К., Петрусевич В.А., Дубровский Г.Б. ФТТ, П.5, 1022 /1960/.

обусловлен тем, что для создания приемников инфракрасного излучения наиболее перспективными являются чистые кристаллы $JnSb$ р-типа.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Она включает 112 страниц машинописного текста, 33 рисунка и список литературы из 154 наименований.

В первой главе излагаются элементы теории оптического поглощения и фотоэлектрических явлений в полупроводнике, свойства антимонида индия, его зонная структура; отмечается противоречивость в освещении ряда вопросов по проблеме. В результате анализа литературных данных в диссертации определены следующие основные направления исследования оптических и фотоэлектрических свойств чистого дырочного антимонида индия:

1. Исследовать коэффициент поглощения в широком интервале температур и длин волн с целью:

а/ выяснения механизма поглощения света в собственной области спектра;

б/ определения температурного сдвига спектра собственного поглощения и его сопоставление с температурным изменением зонной структуры антимонида индия;

в/ определения и исследования констант электрон-фотонного и электрон-фононного взаимодействия и некоторых параметров зонной структуры антимонида индия.

2. Исследовать спектры фототока в зависимости от температуры и качества обработки поверхности с целью:

а/ определения - с использованием данных по спектрам поглощения - скорости поверхностной рекомбинации для различных "реальных" поверхностей и ее температурной зависимости;

б/ определения длины диффузионного смещения носителей при разных температурах.

Во второй главе описаны методики получения тонких монокристаллических слоев и приготовления различных реальных поверхностей, сохраняющих на длительное время свои фотоэлектрические свойства; излагается методика исследования оптических и фотоэлектрических свойств $JnSb$ при разных температурах.

Исследования проводились на монокристаллах р-типа с концентрацией дырок при $77^{\circ}K$ $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $1,1 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{в.сек}$

Ввиду того, что антимонид индия очень хрупок при комнатной температуре, получение из него тонких / толщиной 3-4 мкм / монокристаллических слоев представляет большие методические трудности. Тонкие слои $JnSb$ получались нами путем последовательной полировки алмазными пастами АПВ с размером алмазного зерна 5,3,2 и 1 мкм. Клейка обрабатываемого образца на эталонное стекло / отклонение от параллельности плоских граней которого не превышало 2 мкм/м / посредством оптических смол приводило к растрескиванию $JnSb$ при толщинах образцов меньших 15 мкм. Поэтому образец клеился на эталонном стекле посредством пичеина, толщина которого не превышала 3-4 мкм. Окончательная обработка алмазной пастой осуществлялась на плоской вращающейся план-шайбе, покрытой двойным слоем натурального мелка. Для обеспечения параллельности рабочих граней пластины на последних стадиях полировки одномикронной пастой АПВ-1, операция чередовалась с травлением образца травителем МАП следующего состава: молочная 82% кислота - 10 частей, азотная 72% кислота - 1 часть, перекись водорода - 1 часть. Площадь получаемых слоев толщиной 3-4 мкм составляла 20-30 мм².

Для исследования скорости поверхностной рекомбинации приготовлялись следующие различным образом обработанные поверхности: 1/ электрохимическая полировка, травление в травителях: 2/ МАП, 3/ СР-4А и 4/ СПВ / серная кислота - 3 части, перекись водорода - 1 часть и вода - 1 часть; 5/ полировка алмазной пастой АПВ-1, 6/ шлифовка порошком карбида кремния с размером зерна 10 мкм. Методика последующей промывки и термообработки обеспечивала стабильное состояние поверхности.

Спектры поглощения определялись по кривым пропускания, полученных на отечественном спектрометре ИКС-12, а также на спектрометрах UR-10 / ГДР / и DS-408 / Япония /. Коэффициент поглощения с учетом многократного отражения рассчитывался по выражению :

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{(1-R)^2}{2T} + \sqrt{\frac{(1-R)^4}{4T^2} + R^2} \right]$$

здесь d - толщина образца ;
 R - коэффициент отражения, измеренный на спектрометре UR-10 со специальной приставкой ;
 T - пропускание материала.

Ввиду того, что форма края собственного поглощения сильно зависела от толщины образца, при анализе края собственного поглощения принимались во внимание только те данные, которые получались при соблюдении условия $\alpha d \gg 1$. Повидимому несоблюдение некоторыми авторами условия $\alpha d \gg 1$ привело к ошибкам при исследовании механизма поглощения света на основном крае и зонных параметров $J_n \delta$.

Для фотоэлектрических измерений использовались спектрометр ИКС-12, узкополосный усилитель с электронным микровольтметром В6-2 на выходе и синхронным детектором СД-11.

При температурных исследованиях спектров поглощения и фотопроводимости использовался криостат специальной конструкции с двойным азотным охлаждением и минимальным температурным градиентом в образце.

В третьей главе представлены результаты исследования спектра собственного поглощения дырочного J_{n56} при разных температурах. В 1-3 строках таблицы I/ см. стр. 12/ приведены величины параметров, полученных из оптических исследований.

Приведенные в первой строке таблицы I значения ширины запрещенной зоны E_g при разных температурах определялись из пороговых энергий прямых разрешенных зона-зонных переходов. Значение $E_g / 0^\circ\text{K}$, полученные нами из экстраполяции как изоабсорбционных кривых, так и кривой E_g / T , оказалось равным $0,245 \pm 0,002$ эв. По литературным данным оптические измерения при низких температурах дают $E_g / 0^\circ\text{K} = 0,236$ эв¹. Это различие связано с тем, что в первом случае экстраполяция к 0°K проводилась по значениям E_g / T в области температур, где важен вклад фононов в температурную зависимость E_g , тогда как литературное значение $E_{g, \text{opt}} / 0^\circ\text{K}$ включает в себя вклад в E_g / T изменения постоянной решетки с температурой.

Нами был исследован температурный сдвиг спектра собственного поглощения ΔE во всем интервале длин волн. С этой целью по экспериментальным кривым $\alpha(h\nu)$ определялось изменение ΔE при возрастании температуры образца от 83 до 302°K для фиксирован-

1/ Маделунг О.Ф. Физика полупроводниковых соединений элементов II и V групп, стр.396, изд-во "Мир", Москва / 1967/.

ного значения коэффициента поглощения α . На рис.1 показана зависимость температурного сдвига спектра фундаментального поглощения от коэффициента поглощения, т.е. $(\frac{\Delta E}{\Delta T})_{\alpha} = f(\alpha)$ при фиксированных значениях α . Как видно из рис.1, при малых значениях коэффициента поглощения $(\frac{\Delta E}{\Delta T})_{\alpha}$ велик, например, при $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$ температурный коэффициент сдвига основного края равен $(\frac{\Delta E}{\Delta T})_{\alpha} = 3,1 \cdot 10^{-4}$ эв./град. $^{-1}$. По мере возрастания коэффициента поглощения, температурный коэффициент сначала резко понижается, а потом при $700 \text{ см}^{-1} < \alpha < 5000 \text{ см}^{-1}$ приобретает постоянное значение $\approx 2,2 \pm 0,1 / \cdot 10^{-4}$ эв./град. Это связано с тем, что при $\hbar\omega \geq E_g$ наступают прямые зона-зонаные переходы, не зависящие от температуры. При $\alpha > 5000 \text{ см}^{-1}$ величина $(\frac{\Delta E}{\Delta T})_{\alpha}$ падает и при $\alpha > 9000 \text{ см}^{-1} / \hbar\omega \geq 0,5$ эв/ становится близким к нулю.

При малых α полученный нами температурный сдвиг края $JnSb$ совпадает с литературными данными.

Значения $(\frac{\Delta E}{\Delta T})_{\alpha}$, полученные при малых α , на наш взгляд не равны температурному коэффициенту ширины запрещенной зоны $JnSb$, так как в поглощении в этой области участвуют различные подчас конкурирующие между собой механизмы поглощения, зависящие от температуры.

Величина $(\frac{\Delta E}{\Delta T})_{\alpha}$, которой соответствует горизонтальное плато кривой / рис.1/, и есть температурный коэффициент ширины запрещенной зоны $JnSb$, обусловленный взаимодействием носителей с фононами. При больших α температурный сдвиг спектра фундаментального поглощения отсутствует. В диссертации этот факт объясняется исходя из теорим Кейна ^{1/}. Дисперсионные ветви $E_c(\bar{K})$, соответствующие разным температурам, по мере увеличения волнового вектора \bar{K} , сближаются, следовательно зависимость $\alpha(T)$ уменьшается.

Экспериментально получено, что при $\hbar\omega > E_g$ при высоких температурах наблюдается немонотонная спектральная зависимость коэффициента поглощения. Повидимому, это можно связать с участием фононов в поглощении.

Теория оптических переходов дает следующее выражение для коэффициента поглощения $\alpha^{2/}$:

1. Kane E.O. Journ. Phys. Chem. Solids. 1, 249/1957/.

2. Сб. "Оптические свойства полупроводников" под ред. Е.Ф. Гросса, стр.176, изд-во "Мир", Москва / 1970 /.

$$\alpha = \frac{4\pi^2 \hbar c}{\hbar \omega n} \sum \left[\frac{|\rho_{cv}(0)|^2}{|A_c|^2} \rho_n(\bar{K}) \right] \delta[\hbar \omega - E_n(\bar{K})] \quad /1/$$

Здесь $\rho_n(\bar{K})$ - плотность электронных состояний, $|\rho_{cv}(0)|^2$ - квадрат матричного элемента взаимодействия, δ - функция, указывающая на возможность или запретность того или иного перехода.

В случае простой зонной структуры, когда c и v - зоны параболичны, произведя интегрирование выражения /1/, можно получить:

$$\alpha \hbar \omega \approx (\hbar \omega - E_g)^\gamma \quad /2/$$

где γ - показатель степени, принимающей разные значения при различных механизмах поглощения.

Путем построения зависимости $\alpha(\hbar \omega)$ в соответствующих координатах был произведен анализ механизмов поглощения света на основном крае в чистом антимониде индия. В результате анализа кривых поглощения установлено, что в механизме поглощения при энергиях фотонов $\hbar \omega > E_g - \hbar \omega_{ph}$ принимают участие продольные оптические фононы с энергией $\hbar \omega_{ph} = 0,025$ эв. При $\hbar \omega \approx E_g$ в поглощении может быть существенным влияние электрон-дырочного взаимодействия. При $\hbar \omega \geq E_g$ в антимониде индия имеют место прямые разрешенные зонные переходы. Для этого случая из выражения /1/ следует:

$$\alpha \hbar \omega = A (\hbar \omega - E_g)^{1/2} \quad /3/$$

$$\text{Здесь } A = \frac{2c\hbar}{n} \left(\frac{2m_0}{\hbar^2} \right)^{3/2} |\rho_{cv}(0)|^2 \quad /4/$$

A - квантово-механическая константа, характеризующая электрон-фотонное взаимодействие и структуру зон. Константа A экспериментально определялась нами из выражения /3/. При $T = 83^\circ\text{K}$ и $\hbar \omega \approx E_g$ константа A равна $3610 \text{ см}^{-1} \text{ эв}^{1/2}$, при $T = 302^\circ\text{K}$ $A = 2570 \text{ см}^{-1} \text{ эв}^{1/2}$ /см.табл.1/. Поскольку оптический матричный элемент перехода слабо зависит от $\hbar \omega$, то в случае параболичности зоны проводимости константа A должна оставаться постоянной для любых значений $\hbar \omega$. Как видно из рисунка 2, при малых $\hbar \omega$ A постоянна. При $\hbar \omega > 1,2E_g$ наблюдается резкое возрастание константы A . Можно при определенных предположениях считать, что верхняя граница энергетического интервала, на котором зона проводимости антимонида индия параболична, равна $1,2E_g$. Изучение спектральной зависимости константы A дало возможность определить из выражения /4/ матричный элемент взаимодействия $|\rho_{cv}(0)|$. В формулу /4/ подставлялись значения A , соответствующие горизонтальному плато

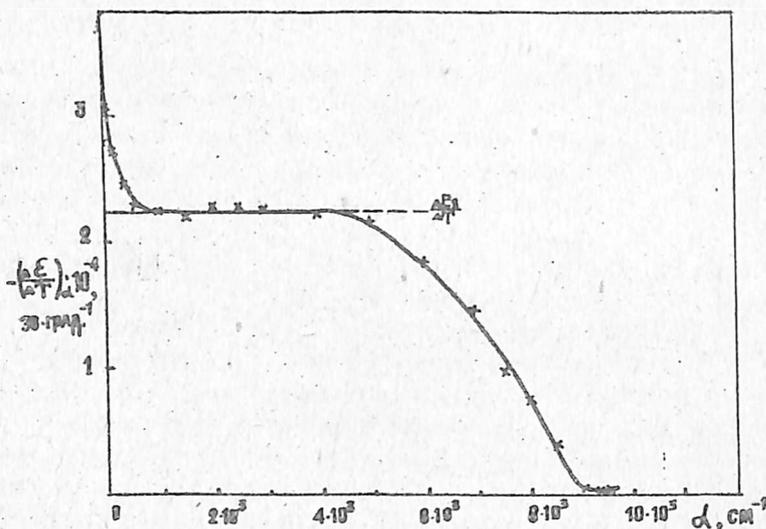


Рис.1. Зависимость от α температурного коэффициента сдвига спектра собственного поглощения при фиксированных значениях α .

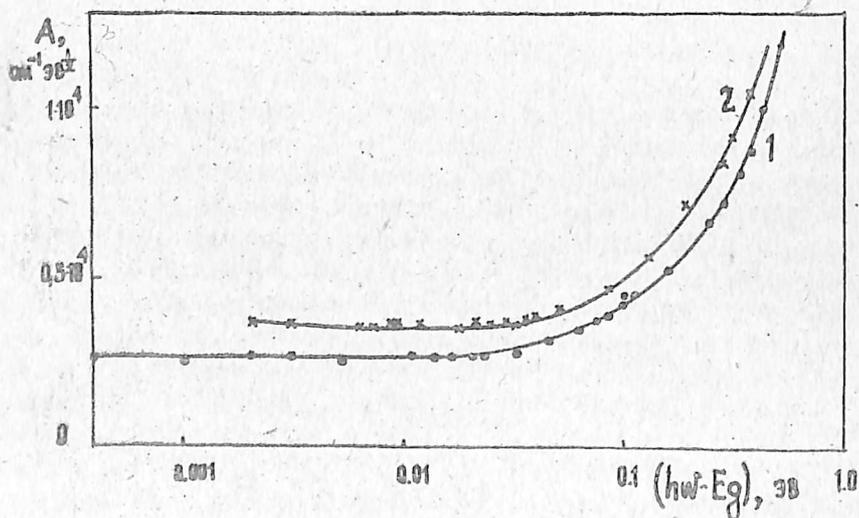


Рис.2. Зависимость константы электрон-фотонного взаимодействия прямых переходов A от $(h\omega - E_g)$ при 83 /2/ и 302°K / 1/

рисунка 2, т.е. значениям волнового вектора \bar{k} близким к нулю. Полагали, что m_e не зависит от температуры и равна $0,445m_0^{1/}$, а зависимость эффективной массы электронов от температуры рассчитывалась из формулы Эренрайха:

$$m_n(T) = 0,0135 \left(1 - \frac{9,5 \cdot 10^{-5} T}{0,23} \right) m_0 \quad /5/$$

Показатель преломления n определялся из данных по поглощению и отражению. Для азотной температуры квадрат матричного элемента взаимодействия оказался равен $0,25$ ат.ед.

Используя теорию Кейна, согласно которой $\rho_{cv}^2(\omega) = \frac{2}{3} m_0 \hbar P^2$ нами был рассчитан параметр P , который в теории зонной структуры полупроводника играет важную роль, так как отражает степень непараболичности зон. Согласно нашим расчетам величина P^2 равна $0,37$ ат.ед., что хорошо коррелирует с теоретическим значением P^2 , полученным Кейном / $P^2 = 0,44$ ат.ед./

Так как электрон-дырочное взаимодействие проявляет себя в области пороговых энергий прямых разрешенных переходов, то приняв $\hbar\omega \approx E_g$ мы можем оценить энергию связи экситона

$$E_{\text{экс}} = \frac{(\alpha \hbar \omega)^2}{4\pi^2 A^2} \quad /6/$$

Все величины, входящие в /6/, определялись экспериментально. Энергия связи экситонов в $p\text{-JnSb}$ при комнатной температуре составляет около $0,1$ мэв.

Полученные значения $E_{\text{экс}}$ по порядку величины совпадают с теоретическими оценками.^{2/} Это, повидимому, свидетельствует о том, что электрон-дырочное взаимодействие в чистых кристаллах JnSb может оказывать влияние на край собственного поглощения.

Исходя из модели Думке^{3/} для прямых оптических зона-зонных переходов с поглощением продольных оптических фононов в работе была оценена константа электрон-фононного взаимодействия В-см. табл. I.

1/ Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений III-V-элементов III и V групп, стр. 397, изд-во "Мир", Москва, /1967/.

2/ Dimmock J.O. Semiconductors and Semimetals, Ed. Willardson R.K., Beet A.C. 3, 25, /1967/.

3/ Думке W. P. Phys. Rev.

108, 1419, /1957/.

Согласно ^{1/} константа B имеет следующий вид:

$$B = \frac{2e^2 m \langle |P_{cv}(\omega)|^2 \rangle_{\text{ср}} |\theta'|^2}{c \pi E_g (m_c, m_v)^{3/2}} \quad /7/$$

Здесь $\langle |P_{cv}(\omega)|^2 \rangle$ - квадрат матричного элемента оператора момента, усредненный по всем направлениям поляризации фотонов, θ' - вероятность дырочно-фононного взаимодействия. Квантово-механическая константа B несет в себе важную информацию как о зонной структуре полупроводника, так и о взаимодействии носителей со светом. Экспериментально константа B для InSb не определялась.

Полученные спектральные и температурные зависимости B позволяют сделать вывод, что: а/ в энергетическом интервале, равном $0,1 E_g$ от потолка валентной зоны и дна зоны проводимости, обе зоны параболически; б/ поверхности постоянной энергии сферичны, а электрон-фононная связь достаточно слабая, чтобы можно было применять теорию возмущения.

Экспериментально показано, что при малых α край поглощения в InSb согласуется с правилом Урбаха. Определены соответствующие параметры, описывающие это правило. Экспериментальные данные хорошо согласуются с теорией ^{2/, 3/}.

Продолжение прямолинейных участков кривых $\ln \alpha = f(\hbar\omega)$ при разных температурах пересекаются в точке с координатой $\hbar\omega_0 = 0,245 \pm 0,005$ эв. Этот параметр $\hbar\omega_0$, входящий в правило Урбаха, совпал по величине со значением $E_g / 0^\circ\text{K}$, полученным ранее из экстраполяции изобсорбционных кривых.

В четвертой главе представлены результаты исследования фототока, скорости поверхностной рекомбинации S и длины диффузии неравновесных носителей заряда l_d . Скорость поверхностной рекомбинации S и длина диффузии l_d носителей заряда определялись методом Субашиева-Петрусевича ^{4/} по данным исследования спектров собственного поглощения и фототока. Следует заметить, что применить метод Субашиева-Петрусевича не всегда представляется возможным. Метод усложняется, если коэффициент отражения R и квантовый выход β внутреннего фотоэффекта зависят от длины волны падающего на образец света. Метод не может быть применим, если скорость поверхностной рекомбинации S зависит от числа квантов, падающих на еди-

1/ Dumke W. P. Phys. Rev. 108, 1419, /1957/.

2/ Dunn D. Phys. Rev. 174, 855, /1968/.

3/ Сивяский В.П. ФТТ № 3, 918, /1973/.

4/ Субашиев В.К., Петрусевич В.А., Дубровский Г.Б., ФТТ, 2, 5, 1022, /1960/.

ницу поверхности образца в 1 сек. Метод Субашиева-Петрусевича можно применять с осторожностью в случае, если сильно сказывается роль геометрии потенциального барьера у поверхности.

Преимуществом методики Субашиева-Петрусевича перед другими существующими способами определения S и ℓ_y является то, что здесь нет необходимости в измерениях абсолютных значений фотопроводимости σ . Достаточно знать в произвольных единицах величины, измеряемые на опыте, например, фототок $J_{фт}$.

Критерием того, что фотопроводимость возникает в поверхностном слое образца служит линейная зависимость между фототоком $J_{фт}$ и обратной величиной коэффициента поглощения α . Наши исследования показали, что в интервале $3500 < \alpha < 7500 \text{ см}^{-1}$ зависимость $J_{фт} (\frac{1}{\alpha})$ линейна. В области больших длин волн линейность не наблюдается, повидимому, из-за того, что здесь мал α / глубина проникновения света велика / и фотоэффект происходит не на поверхности полупроводника, а в его объеме. При малых длинах волн падающего света отклонение от линейности имеет место при $\hbar\omega > 2E_g$. Это можно объяснить увеличением квантового выхода β . Рис. 3 иллюстрирует зависимость скорости поверхностной рекомбинации от температуры для шести различных поверхностей.

В зависимости от способов обработки поверхности образцов, S меняется более чем на один порядок. Скорость поверхностной рекомбинации изменяется от способов обработки поверхности вследствие изменения концентраций поверхностных центров рекомбинации, а значит и поверхностного потенциала Δ .

Согласно авторам^{1/} на поверхности дичроного антимонита индия имеет место загиб зон вниз. Чем больше дефектов на поверхности, тем больше поверхностный потенциал Δ . Но с увеличением Δ возрастает концентрация электронов, захваченных центрами. Это означает, что увеличивается скорость поверхностной рекомбинации S .

Хотя для разных поверхностей S разная, однако характер температурной зависимости скорости поверхностной рекомбинации различным образом обработанных поверхностей одинаков: скорость поверхностной рекомбинации неосновных носителей уменьшается с ростом температуры. При этом самыми малыми скоростями поверхностной рекомбинации обладают поверхности, подвергшиеся электрохимической полировке или обработанные травителями МАП и СР-4А / см. рис. 3 и таблицу П/.

Таблица I

| № п/п | Параметр | $T^{\circ}K$ | 302 | 220 | 190 | 167 | 124 | 105 | 83 | 0** |
|-------|------------------------|--------------|-------|--------|--------|--------|--------|-------|-------|-------|
| 1. | E_{Σ} , эВ | | 0,175 | 0,192 | 0,199 | 0,207 | 0,218 | 0,221 | 0,224 | 0,245 |
| 2. | A , эВ $1/2$ см -1 | | 2570 | 2810 | 2980 | 3130 | 3300 | 3490 | 3610 | 4200 |
| 3. | B , см -1 эВ -2 | | 72000 | 150000 | 180000 | 290000 | 510000 | - | - | - |
| 4. | l_d , мкм | | 6,0 | 6,9 | 8,1 | 8,7 | 23 | 20 | 24 | - |

* Данные для температуры $T = 0^{\circ}K$ получены экстраполяцией экспериментальных кривых.

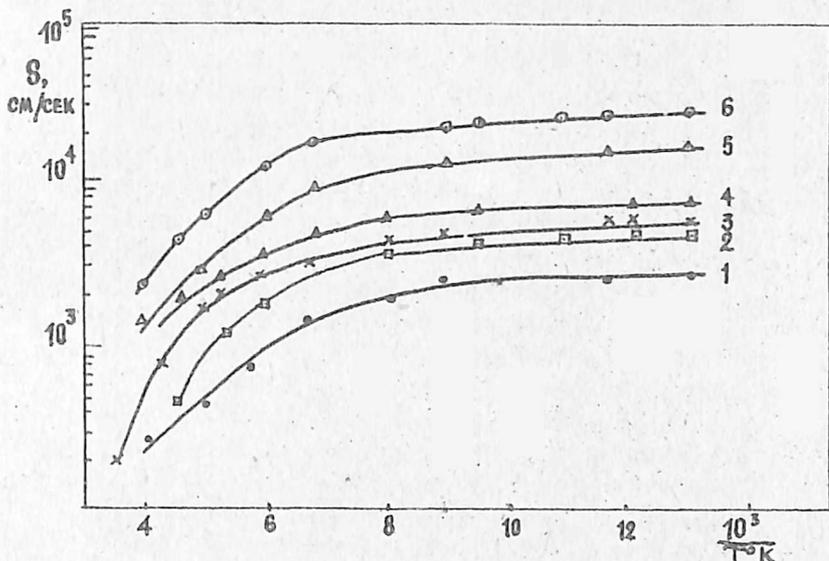


Рис. 3. Зависимость скорости поверхностной рекомбинации от температуры: 1- поверхность обработанная электрохимической полировкой, 2- травлением в МАП^{не}, 3- травлением в СР-4А, 4-травлением в СПВ, 5- полировкой алмазной пастой АПВ1, 6-шлифовкой карбидом кремния.

Самая большая скорость поверхностной рекомбинации характерна для шлифованного образца: $S_{шл} = 2,9 \cdot 10^4$ см/сек при 77°К .

При низких температурах уровень Ферми в чистом Р- InSb находится от потолка валентной зоны на энергетическом расстоянии примерно равном 0,08 эв. Изменение температуры приводит к перемещению положения уровня Ферми относительно зон, причем смещение последнего на поверхности оказывается существенно большим, чем в объеме. Это обеспечивает достаточно сильное изменение рекомбинационной способности поверхностных центров, которые могут быть удалены от середины запрещенной зоны на значительные расстояния. Например, согласно оценкам угла наклона кривых в области высоких температур / см. рис. 3/ глубина поверхностных рекомбинационных уровней составляет $\approx 0,05$ эв. При понижении температуры уровень Ферми приближается к рекомбинационному центру, что согласно теории Шокли-Рида благодаря росту изгиба зон в положительном направлении / обстановкам электронами/ приводит к увеличению скорости поверхностной

рекомбинации. Наоборот, рост температуры удаляет уровень Ферми от рекомбинационного центра, что соответственно ведет к уменьшению S .

Нами подробно исследовалась зависимость фототока от приложенного к образцу электрического поля. При малых E зависимость $J_{ф\tau}(E)$ линейна. При дальнейшем увеличении E зависимость $J_{ф\tau}(E)$ перестает быть линейной. При достижении полем некоторого критического значения $E_{кр}$, $J_{ф\tau}$ резко растет для всех рассмотренных поверхностей кристаллов. Для образца, обработанного в травителе СР-4А, таким "критическим" полем является поле, равное 500 в/м. Для образца полированного алмазной пастой $E_{кр} = 600$ в/м, для шлифованной поверхности $E_{кр} = 1800$ в/м. Согласно авторам [1] это явление можно объяснить тем, что при указанных значениях поля дрейфовая скорость электронов становится больше скорости поверхностной рекомбинации. Носители "проносятся" не рекомбинируя. Фототок резко растет.

Исследование зависимости $J_{ф\tau}(E)$ позволяет производить экспресс анализ качества обработки поверхности чистого полупроводника. Так как степень дефектности поверхности характеризуется величиной "критической" напряженности поля, то путем определения величины этой "критической" напряженности в промышленных условиях можно наладить простой и скоростной межоперационный контроль качества поверхности изготавливаемых элементов полупроводниковой техники.

Таблица П

| № п | Способ обработки поверхности | $S, \text{см/сек при } T = 77 \text{ К}$ |
|-----|------------------------------|--|
| 1. | Электрохимическая полировка | 2900 |
| 2. | Травление в травителе МАП | 4500 |
| 3. | Травление в травителе СР-4А | 5400 |
| 4. | Травление в травителе СПВ | 7200 |
| 5. | Полировка алмазными пастами | 16000 |
| 6. | Шлифовка карбидом кремния | 29000 |

1/ Сб. "Электронные явления на поверхности полупроводников". Под ред. Ляшенко В.И., изд-во "Наукова думка", г. Киев / 1968 /.

Длина диффузионного смещения ℓ_d определялась нами для поверхности, обработанной травителем СР-4А также по методу Субашиева-Петрусевича. Четвертая строка таблицы I отражает полученные значения ℓ_d при разных температурах. При сравнении этих данных с литературными, следует отметить, что наши измерения дали несколько меньшие значения ℓ_d , чем полученные методом светового зонда Вальдеса и путем фотомангнитных измерений / работы Д.Н.Наследова и соавторов/.

Исследования зависимости коэффициента отражения от длины волны и способов обработки поверхности осуществлялись нами при комнатной температуре. Результаты исследований $R(\lambda)$ показывают, что для полированных и травленных поверхностей коэффициент отражения в собственной области слабо зависит от длины волны. В зависимости от способов обработки поверхности, коэффициент отражения изменяется в пределах от 36 до 39%.

Исследования зависимости коэффициента отражения от способов обработки поверхности, очень важны с точки зрения повышения КПД приемников и преобразователей лучистой энергии, изготовленных из антимолида индия. По данным литературы подобного рода измерения на InSb не производились.

ВЫВОДЫ:

1. Разработана методика получения тонких / толщиной до 3 мкм и площадью 20-30 мм²/ монокристаллических слоев InSb путем полировки алмазными пастами и обработки травителем, изготовленным на базе молочной кислоты. Разработана методика обработки поверхности получаемых слоев различными травителями. Показано, что обработка кристаллов в травителях на основе молочной / МАП/ или плавиковой /СР-4А/ кислот, а также на основе перекиси водорода / СПВ/ обеспечивает достаточно стабильное состояние поверхности при малой величине скорости поверхностной рекомбинации.

2. Исследованы спектры поглощения чистого InSb р-типа в широком интервале температур / 83-300°К/ и длин волн /1-10 мкм/. Результаты исследования сводятся к следующему:

а/ В механизме поглощения света в области фундаментального поглощения при энергии фотонов $E_g > h\nu > E_g - h\nu_0$ принимают участие продольные оптические фононы с энергией $h\nu_0 = 0,025$ эв. При $h\nu \approx E_g$ на форму края собственного поглощения InSb влияет электрон-дырочное взаимодействие. При энергии фотонов $h\nu \gg E_g$ имеет

место прямые разрешенные зона-зонные переходы;

б/ Температурный сдвиг спектра собственного поглощения при разных значениях коэффициента поглощения различен. Так, для значений α , равных 10 и 100 см^{-1} , величина $(\frac{\Delta E}{\Delta T})_{\alpha}$ составляет соответственно $-3,1 \cdot 10^{-4}$ и $-2,7 \cdot 10^{-4}$ эв.град $^{-1}$. При $700 < \alpha < 5000$ см^{-1} $(\frac{\Delta E}{\Delta T})_{\alpha}$ не зависит от α и равен $-2,2 \cdot 10^{-4}$ эв.град $^{-1}$, а при $\alpha > 9000$ см^{-1} $(\frac{\Delta E}{\Delta T})_{\alpha} \approx 0$.

Слабая зависимость $(\frac{\Delta E}{\Delta T})_{\alpha}$ от T при $\alpha > 9000$ см^{-1} находится в качественном согласии с теорией Кейна;

в/ Ширина запрещенной зоны J_{156} и ее температурная зависимость, определенная из пороговых энергий прямых разрешенных зона-зонных переходов, описывается соотношением:

$$E_g = 0,245 - 2,2 \cdot 10^{-4} \cdot T/\text{эв}; \quad /300 > T > 83^{\circ}\text{K}/$$

Значение температурного коэффициента изменения ширины запрещенной зоны $\frac{\Delta E_g}{\Delta T}$, определенного этим способом, совпадает со значением температурного сдвига спектра фундаментального поглощения $(\frac{\Delta E}{\Delta T})_{\alpha} = -2,2 \cdot 10^{-4}$ эв/град при $700 < \alpha < 5000$ см^{-1} . Разноречивость величины $\frac{\Delta E_g}{\Delta T}$ приводимых в литературе, повидимому, объясняется тем, что многие авторы определяли $\frac{\Delta E_g}{\Delta T}$ при $\alpha \ll 700$ см^{-1} ;

г/ Определена величина константы электрон-фотонного взаимодействия A прямых разрешенных зона-зонных переходов и ее зависимость от энергии фотона и температуры. При $\hbar\omega \leq 1,2E_g$ A постоянна. При энергиях фотона $\hbar\omega \geq 1,2E_g$ A возрастает, что указывает на непараболичность зоны проводимости при энергиях электронов $E_c > 0,2E_g$ отсчитываемых от дна c -зоны. Численные значения константы A для $\hbar\omega < 1,2E_g$ составляют при 83 и 302 $^{\circ}\text{K}$ соответственно 3610 и 2570 см^{-1} эв $^{1/2}$. Спектральная и температурная зависимость A объясняет разноречивость величины A по литературным данным, согласно которым A принимает значение от $2 \cdot 10^3$ до $2 \cdot 10^4$ см^{-1} эв $^{1/2}$;

д/ Оценены величины оптического матричного элемента $|\mathcal{P}_{cv}(0)|$ и параметра непараболичности P для центра зоны Бриллюэна. При азотных температурах $|\mathcal{P}_{cv}(0)|^2 = 0,25$ атом.ед., $P^2 = 0,37$ атом.ед., что совпадает с результатами теории Кейна;

е/ Определена константа электрон-фононного взаимодействия B для прямых зона-зонных переходов с поглощением продольных оптических фононов. Исследована зависимость B от температуры: при 124 $^{\circ}\text{K}$ $B = 5,1 \cdot 10^5$ см^{-1} эв $^{-2}$, при $T = 302^{\circ}\text{K}$ $B = 0,72 \cdot 10^5$ см^{-1} эв $^{-2}$;

ж/ Показана выполнимость правила Урбаха на краю собственного поглощения чистого InSb и определены параметры этого правила.

3. Измерен коэффициент отражения в собственной области при комнатной температуре для шести различным образом обработанных поверхностей. Показано, что спектр отражения, кроме шлифованного образца, для всех способов обработки поверхностей идентичен. Коэффициент отражения в области 2-6 мкм слабо зависят от длины волны и изменяется в зависимости от способов обработки поверхности в пределах от 36 до 39%. Для шлифованного образца кривая $R(\lambda)$ немонотонна.

4. На основании полученных спектральных характеристики фототока с использованием данных по спектру собственного поглощения методом Субашиева-Петрусевича определена скорость поверхностной рекомбинации для всех исследуемых в работе реальных поверхностей. Тем же методом определена длина диффузионного смещения носителей для образцов, обработанных травителем CP-4A. Показано, что:

а/ При 77°K скорость поверхностной рекомбинации для шлифованной поверхности максимальна и составляет $2,9 \cdot 10^4$ см/сек, а для электрохимически полированной поверхности минимальна и равна $2,9 \cdot 10^3$ см/сек. С ростом температуры от 77 до 302°K для всех поверхностей уменьшается примерно на один порядок. Полученные данные по зависимости $S(T)$ интерпретируются в рамках существующих моделей поверхностной рекомбинации;

б/ Длина диффузионного смещения носителей заряда l_d в исследуемых образцах меняется от 24 до 6 мкм при возрастании температуры от 83 до 302°K , что по порядку величины совпадает с известными литературными данными.

На основании проведенных исследований поверхностных свойств кристаллов чистого антимонида индия р-типа можно сделать некоторые практические советы и рекомендации:

а/ Наблюдаемая зависимость критического электрического поля от скорости поверхностной рекомбинации может быть использована для экспрессного контроля качества обработки поверхности при изготовлении различных приборов;

б/ Поскольку с точки зрения рекомбинационных процессов свойства поверхностей, обработанных путем электро-химической полировки или травителем МАП лучше, чем у поверхностей,

обработанных травителем CP-4A, первые два способа обработки кристаллов можно рекомендовать в промышленную технологию полупроводниковых приборов.

Результаты, изложенные в диссертации, докладывались на Всесоюзной конференции по электрическим и оптическим свойствам кристаллов $A^{III}B^V$ и сложных соединений типа $A^{II}B^{IV}C^V_2$ / г. Ашхабад, 1971/, на III симпозиуме по полуметаллам и полупроводникам с малой шириной запрещенной зоны / г. Львов, 1972/, на семинарах лаборатории электронных полупроводников Ленинградского физико-технического института им. А.Ф. Иоффе, на научных конференциях Киевского автомобильно-дорожного института и опубликованы в работах:

1. Температурная зависимость спектра собственного поглощения чистого $JnSb$ p-типа, ФТП, У, № 12, 2365 / 1971/, /совм. В.В. Галаванов, И.И. Новак/.

2. О механизме собственного поглощения света в p- $JnSb$, ФТП, У, № 12, 2367 / 1971/, /совм. М.В. Курик/.

3. Температурная зависимость скорости поверхностной рекомбинации в p- $JnSb$, ФТП, У № 9, / 1971/, /совм. В.В. Галаванов, С.А. Обухов/.

4. Край собственного поглощения чистого $JnSb$ p-типа, Материалы Всесоюзной конференции по электрическим и оптическим свойствам кристаллов типа $A^{III}B^V$ и сложных соединений типа $A^{II}B^{IV}C^V_2$, Ашхабад, /1971/, /совм. В.В. Галаванов/.

5. Получение тонких слоев сурьмянистого индия посредством алмазных паст. Сб. "Синтетические алмазы", изд-во "Наукова думка", Киев, 1974, в печати.

БФ 33620 . . . подписано к печати 14.8.74. Объем 1,25 . . . п. л. Формат 60x84/16
Тираж 200 . . . Зак. 4-3435

Киевская книжная типография научной книги. Киев, Решина, А.