

гетероконтакта определяется межзонным поглощением в InSe , объясняется соотношением электрических параметров контактирующих полупроводников, из которого следует, что активная область таких структур практически полностью локализуется в InSe . Использование в гетероконтакте пленок CuInSe_2 с приближающимся к InSe удельным сопротивлением сопровождалось увеличением фоточувствительности гетеропереходов в области собственного поглощения CuInSe_2 . Тот факт, что при освещении гетероконтактов со стороны CuInSe_2 или InSe спектральные характеристики оказываются узкоселективными (рис. 2, б, кривые 3 и 4), обусловлен сильным поверхностным поглощением излучения с энергией фотонов $h\omega > 1.2$ эВ вдали от области объемного заряда гетероструктуры. Действительно, при освещении в торец (рис. 2, б, кривые 1 и 2) спектральные зависимости фоточувствительности становятся широкополосными с четкой особенностью на краю, характерной и для исходного кристалла InSe [7]. Различие спектральных зависимостей фоточувствительности полученных гетеропереходов в коротковолновой области при $h\omega > 1.23$ эВ демонстрирует роль совершенства поверхности поликристаллических пленок $n\text{-CuInSe}_2$ в процессах фоточувствительности. Очевидно, что обнаруженная зависимость спектров коротковолновой фоточувствительности легко и быстро получаемого оптического контакта слоя InSe с поверхностью тонкой пленки CuInSe_2 может быть использована в целях экспрессной диагностики ее совершенства. Следует также отметить, что, как и в случае $n\text{-CuInSe}_2-n\text{-CuFeTe}_2$, отсутствие коротковолнового спада в спектрах фоточувствительности гетеропереходов $n\text{-CuInSe}_2-n\text{-InSe}$ (рис. 2, а, кривая 1) демонстрирует возможность достижения в данной системе достаточно совершенной в отношении фотоэлектрических явлений гетерограницы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Бакуменко В. Л., Чишко В. Ф. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 10. С. 2000—2002.
- [2] Бакуменко В. Л., Ковалюк З. Д., Курбатов Л. Н., Тагаев В. Г., Чишко В. Ф. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 2. С. 374—377.
- [3] Мехтиев Н. М., Рудь Ю. В., Салаев Э. Ю. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 8. С. 1566—1570.
- [4] Мехтиев Н. М., Рудь Ю. В., Салаев Э. Ю. // МЭ. 1985. Т. 14. В. 3. С. 271—273.
- [5] Вайполин А. А., Прочухан В. Д., Рудь Ю. В., Скорюкин В. Е. // Изв. АН СССР. ЖНМ. 1984. Т. 20. В. 4. С. 578—581.
- [6] Copper Indium Diselenide for Photovoltaic Applications / Ed. by T. J. Coutts, L. L. Kazmerski, S. Wagner. Amsterdam, 1986. P. 640.
- [7] Ананьина Д. Б., Бакуменко В. Л., Курбатов Л. Н., Чишко В. Ф. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 12. С. 2373—2375.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Получено 20.08.1991
Принято к печати 22.10.1991

ФТП, том 26, вып. 3, 1992

ТВЕРДОФАЗНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Вирт И. С., Кузьма М. С., Шерегий Е. М., Шкумбатюк П. С.

Легирование монокристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ — основной способ получения слоев с заданным типом проводимости для создания приборов инфракрасной техники. В последнее время с этой целью широко применяется лазерная технология [1–3]. Об эффекте твердотельного лазерного легирования полупроводниковых материалов на примере монокристаллов кремния сообщалось в [1]. В работе [2] пред-

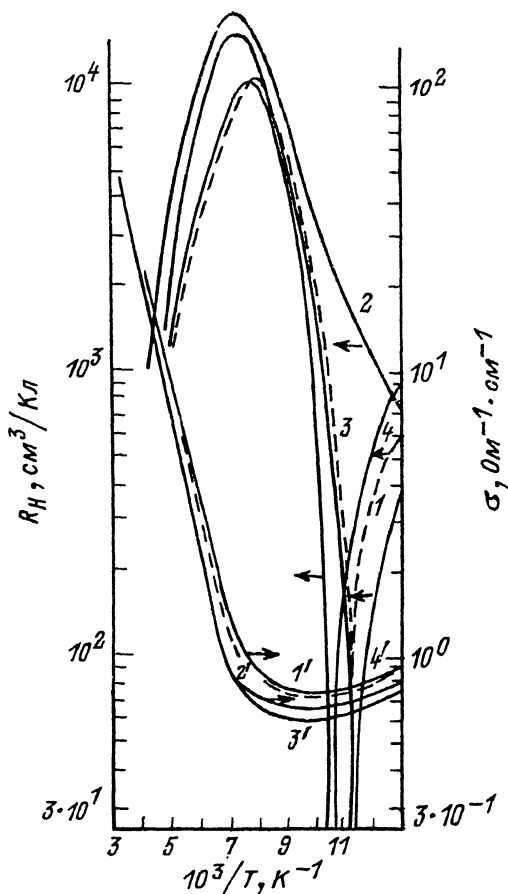


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла (1—4) и удельной электропроводности (1'—4') $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$.

Легатура: 1, 1' — исходный, 2, 2' — In, 3, 3' — Zn, 4, 4' — In (после снятия поверхностного слоя).

ставлена возможность применения данной технологии для получения $n-p$ -переходов в полупроводниках типа $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, а в [3] теоретически обоснована высокая эффективность лазерной технологии легирования для GaAs (теллуrom и медью).

В настоящей работе исследовались электрофизические свойства кристаллов $p\text{-Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ с легированными мощным лазерным излучением поверхностными слоями. Использовались образцы размерами $7 \times 1 \times 1$ мм, с концентрацией дырок $p \approx 1.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и их подвижностью $\mu_p \approx 400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Легирующие примеси индий и цинк наносились на свежेत्रавленные поверхности (полирующий травитель $\text{Br}_2 + \text{HBr}$) методом термического напыления. Толщина пленок металла $d \approx 0.3 \div 0.5$ мкм. Лазерное облучение производилось со стороны металлического покрытия импульсами лазера YAG (Nd^{3+}) длительностью $\Delta t = 2.5 \cdot 10^{-5}$ с и длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм. Плотность энергии в импульсе составляла $W \approx 2.5 \text{ Дж}/\text{см}^2$. Во избежание дополнительного дефектообразования образцы облучались при 77 К. После облучения металлическое покрытие снималось в 90%-м растворе HCl.

До и после облучения проводились измерения температурных и полевых зависимостей коэффициента Холла $R_H(T)$, $R_H(H)$, а также удельной электропроводности $\sigma(T)$. Результаты измерений приведены на рис. 1 и 2. После облучения концентрация дырок в образце $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}(\text{In})$ уменьшилась, судя по полевым зависимостям $R_H(H)$, до $p \approx 8.3 \cdot 10^{15}$, а в $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}(\text{Zn})$ — до $p \approx 6.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Если определить концентрацию доноров из соотношения $p =$

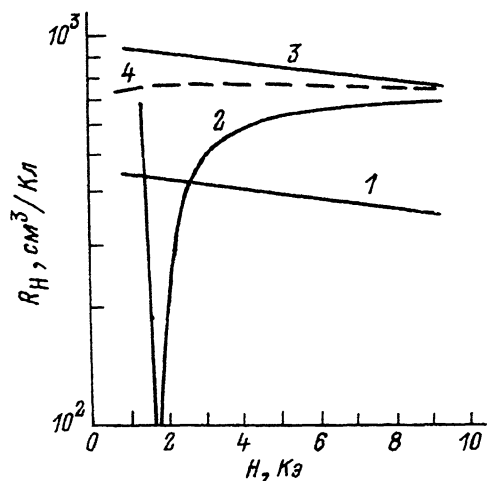


Рис. 2. Зависимости коэффициента Холла от величины напряженности магнитного поля $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$.

1—4 — то же, что и на рис. 1.

$N_A - N_D$ (где N_A — концентрация акцепторов и N_D — концентрация доноров), считая концентрацию акцепторов слабой, изменяющейся с облучением [1], то $N_D = 5.7 \cdot 10^{15}$ для образца $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}(\text{In})$ и $N_D = 7.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для образца $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}(\text{Zn})$. В образце $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}(\text{In})$ в слабых магнитных полях не наблюдается инверсии коэффициента Холла по сравнению с исходным кристаллом вплоть до 77 К.

Эффект изменения концентрации носителей заряда в облученных образцах, по нашему мнению, не связан

с диффузией металла в процессе термического напыления, поскольку, например, для индия оценка толщины диффузионного слоя даже при температуре кристалла $T \approx 473 \text{ К}$ (а в нашем случае $T \approx 330 \text{ К}$) и времени 10 с (при известных параметрах диффузии [5]) дает значение $d \approx 25 \text{ \AA}$, что соответствует примерно четырем периодам кристаллической решетки. Такая толщина практически не должна сказываться на холловских измерениях.

С другой стороны, известно, что лазерное облучение не только приводит к возрастанию температуры и, значит, к термодиффузии примесных атомов, но и усиливает скорость их движения из-за возникновения фононных потоков и термоупругих полей [3]. Сила увлечения фононами всегда направлена так, что движет примесные атомы от горячей поверхности к холодной, а направление термоупругой силы зависит от разности $\Omega_0 - \Omega_{\text{пр}}$ — элементарных объемов атомов решетки катиона (ртуть, кадмий) и примеси (индий, цинк). Когда $\Omega_0 - \Omega_{\text{пр}} > 0$ (а в нашем случае это выполняется [5]), знак этой силы совпадает с первой и диффузия атомов легирующей примеси значительно усиливается во время облучения мощным лазерным излучением, а диффузионная длина может достигать $10L$, где $L = \sqrt{D\tau}$, $D = D_0 \exp(-\Delta E/kT)$.

На температурный ход коэффициента Холла влияют также величины подвижности носителей заряда (μ_n и μ_p , $b = \mu_n/\mu_p$). Используя выражение для соотношения величин коэффициента Холла при различных температурах [6]

$$\frac{R_H^{\text{max}}}{R_H^{77}} \approx \frac{(b-1)^2}{4b}, \text{ где } R_H^{\text{max}} \text{ — максимальное значение коэффициента Холла в точке}$$

перехода от собственной к примесной проводимости, и определяя величину μ_p как $\mu_p = R_{77} \sigma_{77}$, значение подвижности электронов в легированных слоях можно приблизительно оценить: $\mu_n \approx 3.5 \cdot 10^5$ в исходных образцах, $\mu_n \approx 3.7 \cdot 10^4$ в образцах $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}(\text{In})$ и $\mu_n \approx 2.9 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ в образцах $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}(\text{Zn})$, т. е. значительно уменьшается подвижность более подвижных носителей заряда — электронов, что свидетельствует о возникновении несовершенств кристаллической решетки в результате лазерного легирования. Снятие поверхностного слоя толщиной $d \approx 0.6 \text{ мкм}$, например, для кристалла, легированного индием, путем выращивания анодного окисла с последующим его растворением приводит к восстановлению электрофизических параметров (рис. 1, 2, кривые 4). В образце $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}(\text{Zn})$ низкую подвижность электронов можно объяснить также увеличением ширины запрещенной зоны у поверхности из-за изовалентного замещения вакансий ртути атомами цинка, об этом можно судить, например, по значительно меньшей концентрации доноров, возникающих после лазерного легирования.

В общем случае экспериментальные результаты по твердофазному лазерному легированию кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ примесями индия и цинка свидетельствуют о получении поверхностных слоев с повышенной концентрацией доноров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Княк С. Г., Крзчун В., Маненков А. А., Михайлова Г. Н., Михэилеску И. Н., Прохоров А. М., Урсу И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 421—424.
- [2] Горин Е. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 323—324.
- [3] Воронков В. П., Гурченко Г. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1831—1834.
- [4] Вирт И. С., Любченко А. В., Мозоль П. Е., Гнатюк В. А. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 8. С. 1386—1389.
- [5] Берченко Н. Н., Кревс В. Е., Средин В. Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. М., 1982. 208 с.
- [6] Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М., 1990. 264 с.

Дрогобычский государственный педагогический институт
им. И. Франко

Получено 24.11.1990
Принято к печати 23.10.1991

ФТП, том 26, вып. 3, 1992

СВОЙСТВА $n^+ - p$ -ПЕРЕХОДОВ НА ОСНОВЕ $Cd_xHg_{1-x}Te$, ПОДВЕРГНУТЫХ ЛОКАЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Вирт И. С., Белотелов С. В.

Известно [1], что механические напряжения в полупроводниковых приборах генерируют различного типа дефекты, что приводит к ухудшению их параметров и в конечном счете влечет за собой выход приборов из строя. Такие дефекты (например, дислокации) могут возникать как при эксплуатации приборов, так и на промежуточных этапах их изготовления. Это в особенности относится к изготовлению приборов из полупроводникового материала $Cd_xHg_{1-x}Te$, в которых порог пластичности очень низкий [2].

В данной работе приведены результаты исследований влияния локального деформирования на свойства $n^+ - p$ -переходов (фотодиодов) на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.2$).

Переходы создавались имплантацией ионов бора (B^+) в пластины p -типа проводимости. Размеры рабочей площадки 50×50 мкм. Поверхность пассивирована Al_2O_3 .

Локальная деформация создавалась путем вдавливания алмазного микроиндентора за пределами рабочей площадки фотодиода в базовую p -область с нагрузкой на индентор 30 г при определенной плотности. Диаметр отпечатка ~ 20 мкм. До и после индентирования контролировались вольт-амперные (ВАХ) и вольт-фарадные (ВФХ) характеристики при 77 К. Измерялись также зависимость дифференциального сопротивления при нулевом смещении от температуры $R_0(T)$, спектральные зависимости фотоздс при возбуждении импульсом CO_2 -лазера ($\lambda = 10.6$ мкм). Измерялись характеристики как сразу после деформации, так и по истечении некоторого времени после снятия механической нагрузки.

Судя по прямым (с параметром $\beta \approx 1.2$ [3]) и обратным ветвям ВАХ, полный ток через $n^+ - p$ -переход в предположении, что рекомбинационный уровень находится близ середины запрещенной зоны, состоит из суммы диффузионной и генерационно-рекомбинационной компонент [3]: