

- [4] Ахметов В. Д. — Автореф. канд. дис. Новосибирск, 1984.  
 [5] Тимашев Т. П., Уваров Е. Ф. — Электрон. техн., сер. 2, Полупроводн. приборы, 1983, в. 6 (165), с. 9—17.  
 [6] Машкевич В. С., Толпыго К. Б. — ЖЭТФ, 1957, т. 32, в. 3, с. 520—525.  
 [7] Инденбом В. Л., Логинов Е. Б., Осипов М. А. — Кристаллография, 1981, т. 26, в. 6, с. 1157—1162.  
 [8] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.  
 [9] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., 1965. 204 с.  
 [10] Самарский А. А. Теория разностных схем. М., 1977. 656 с.  
 [11] Lindhard J., Mielson V., Scharff M. — Dan. Vid. Selsk. Mat. Fes. Medd., 1963, v. 33, N 10, p. 1—42.  
 [12] Акилов Ю. З. — Автореф. канд. дис. Ташкент, 1974.  
 [13] Ленченко В. М. — В кн.: Физическая химия в микроэлектронике. Красноярск, 1976, с. 21—29.  
 [14] Акустические кристаллы / Под ред. М. П. Шаскольской. М., 1982. 632 с.  
 [15] Кожевников В. П., Михнович В. В. — ЖТФ, 1981, т. 51, в. 1, с. 153—157.  
 [16] Окулич В. И. Автореф. канд. дис. Горький, 1976.

Получено 12.08.1987  
 Принято к печати 23.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

## КОНВЕРСИЯ ТИПА ПРОВОДИМОСТИ В СЛОЯХ $p$ -InAs, ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ АРГОНА

Герасименко Н. Н., Мясников А. М., Нестеров А. А.,  
 Ободников В. И., Сафронов Л. Н., Хряцев Г. С.

Имплантация в арсенид индия ионов донорной примеси — серы [<sup>1</sup>, <sup>2</sup>] позволяет создать  $n$ -области и изготовить диодные структуры с удовлетворительными электрофизическими и фотоэлектрическими характеристиками. Проявление же акцепторных примесей в легированных ионами слоев InAs затруднено, что связывается с введением при ионной имплантации донорных центров [<sup>2</sup>, <sup>3</sup>]. Повидимому, и в случае легирования ионами серы донорные центры радиационного происхождения могут играть существенную роль и определять относительную простоту изготовления  $n$ - $p$ -переходов.

Цель настоящей работы состояла в получении данных о концентрации донорных центров в облученных ионами слоев InAs, в исследовании их температурной стабильности и в оценке возможности создания  $n$ - $p$ -переходов за счет донорных свойств радиационных дефектов в InAs.

Арсенид индия  $p$ -типа ( $p \approx 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> при 77 К), исходно легированный марганцем, облучался ионами Ar<sup>+</sup> с энергией 250 кэВ при комнатной температуре ( $\Phi = 10^{13} \div 10^{16}$  см<sup>-2</sup>) и  $T_{обл} = 350$  °С ( $\Phi = 10^{14} \div 3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>). Образцы, облучавшиеся при комнатной температуре, были защищены слоем SiO<sub>2</sub> толщиной  $\approx 80$  нм, наносимым при температуре синтеза  $\approx 200$  °С. При повышенной температуре облучались образцы с открытой поверхностью. Средняя плотность тока пучка во всех случаях не превышала 0.15 мкА/см<sup>2</sup> для  $T_{обл} = 20$  °С и 1.5 мкА/см<sup>2</sup> для  $T_{обл} = 350$  °С. Отжиг образцов, облучавшихся при комнатной температуре, проводился в атмосфере азота под защитным слоем SiO<sub>2</sub> в течение 30 мин. Тип проводимости и слоевая концентрация носителей заряда ( $n_s$ ) при 77 К определялись по методу Ван-дер-По.

Измерения показали, что сразу после имплантации во всех случаях облученные слои имели проводимость  $n$ -типа. Дозовая зависимость слоевой концентрации в исследованном интервале доз очень слабая. Так, для образцов, облученных при комнатной температуре,  $n_s$  меняется от  $\approx 4 \cdot 10^{14}$  до  $\approx 10^{15}$  см<sup>-2</sup> при изменении дозы на 3 порядка — от  $10^{13}$  до  $10^{16}$  см<sup>-2</sup>. На рис. 1 приведена зависимость слоевой концентрации электронов от температуры отжига для  $\Phi =$

$=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Для других доз зависимость носит аналогичный характер. Видно, что  $n$ -тип проводимости сохраняется во всем исследованном температурном интервале. Слойевая концентрация для разных доз достигает максимума при  $T_{\text{отж}}=350^\circ\text{C}$  и составляет  $(2\div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Слои, полученные облучением при  $T_{\text{отж}}=350^\circ\text{C}$ , имели примерно ту же величину  $n_s$ .

Из приведенных результатов следует, что в образовавшемся  $n$ -слое вплоть до температуры отжига  $650^\circ\text{C}$  сохраняется высокая концентрация донорных центров  $N_D \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Полученные данные находятся в согласии с результатами работы [3], где для проявления акцепторных свойств кадмия, введенного в InAs из ионного пучка, пришлось использовать большие дозы и малые энергии, чтобы обеспечить высокую объемную концентрацию примеси и перекompенсировать донорные центры.

Возможность создания  $n$ -областей облучением ионами  $\text{Ag}^+$  была использована далее при изготовлении планарных  $n$ - $p$ -переходов. В качестве исходного

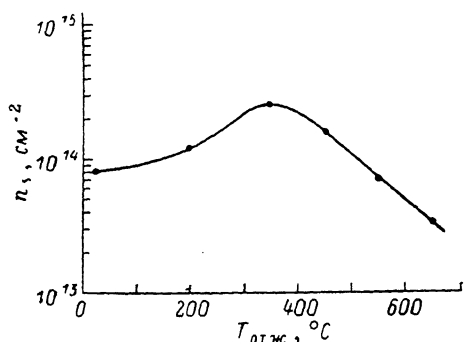


Рис. 1. Слойевая концентрация электронов в зависимости от температуры отжига ( $T_{\text{изм}}=77 \text{ K}$ ).

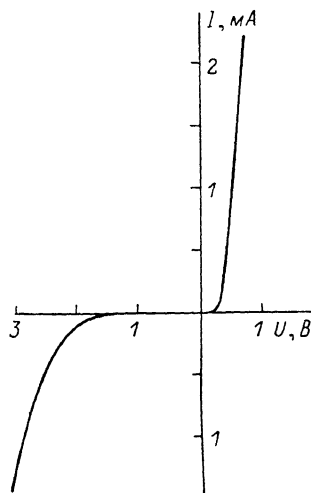


Рис. 2. Вольтамперная характеристика диодной структуры ( $T_{\text{изм}}=77 \text{ K}$ ).

материала применялся тот же InAs, что и в предыдущих экспериментах. Образцы были ориентированы по плоскости (111). Облучение ионами  $\text{Ag}^+$  ( $E=250 \text{ кэВ}$ ,  $\Phi=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) проводилось в окна размером  $80 \times 110 \text{ мкм}$ , вскрытые в алюминиевой маске. После облучения и удаления алюминия проводился отжиг в условиях, описанных выше, при  $T_{\text{отж}}=350^\circ\text{C}$ . В качестве рабочего диэлектрика использовался сэндвич  $\text{SiO}_2 + \text{Si}_3\text{N}_4$ . Изготовленные планарные диоды имели охранные электроды для оптимизации их электрофизических параметров.

Вольтамперные характеристики созданных  $n$ - $p$ -переходов приведены на рис. 2. Они получены при оптимальном напряжении на охранном электроде относительно базы, которое для данных структур оказалось равным  $-4 \text{ В}$ .

Прямой ток при  $U \leq 0.3 \text{ В}$  описывается выражением

$$I = I_0 \exp(qU/\beta kT),$$

где  $I_0=2 \cdot 10^{-12} \text{ А}$ ,  $\beta=2.8$ .

Обратный ток при малых напряжениях обусловлен утечкой с сопротивлением  $\approx 70\div 100 \text{ МОм}$ , т. е. созданные диодные структуры по своим электрофизическим параметрам сравнимы с изготовленными с помощью легирования ионами серы [2].

В заключение обсудим природу  $p$ - $n$ -конверсии в дефектном слое InAs.

Конверсия  $p$ -материала в  $n$ -тип при облучении ионами характерна и для других узкозонных полупроводников, например InSb [4], HgCdTe [5]. Обычно это явление объясняется либо преимущественным образованием в облученном слое дефектов донорного типа, либо образованием доноров вследствие реакций

дефектов с амфотерными примесями, приводящих к изменению соотношений концентраций этих примесей в подрешетках [6]. Не исключая указанных эффектов, укажем и дополнительную возможность.

Предположим, что при облучении полупроводников вводятся дефектные состояния как донорного, так и акцепторного типа, причем их концентрации сравнимы. Как известно [7], в этом случае возникают пространственные флуктуации потенциала, создающие глубокие ( $\sim E_g$ ) хвосты плотности состояний для электронов и дырок. Когда эффективные массы носителей заряда сравнимы, глубокие состояния хвостов оказываются локализованными (например, в аморфном кремнии), так что полупроводник становится непроводящим. Если же  $m_e \ll m_h$ , то дырки будут локализовываться на глубоких состояниях, а электроны благодаря малой эффективной массе в потенциальных ямах связаны существенно слабее дырок и под действием внешних полей могут перемещаться, обуславливая электронный тип проводимости даже в компенсированном материале. Заметим, что причиной возникновения флуктуаций потенциала может быть и образование разупорядоченных областей с локальной потерей стехиометрии.

В пользу того, что  $p$ - $n$ -конверсия происходит не вследствие преимущественной генерации дефектов донорного типа, а в результате появления больших флуктуаций потенциала в разупорядоченной решетке полупроводника, свидетельствует и отсутствие явно выраженных стадий на кривой изохронного отжига, с которыми можно было бы связать отжиг локальных центров (рис. 1).

В пользу предложенной модели свидетельствуют также результаты оптических измерений вблизи края фундаментального поглощения InAs при  $h\nu < E_g$  [2], показавшие наличие хвостов плотности состояний, характерных для разупорядоченного материала [7], в то время как в сильно легированных полупроводниках должен, напротив, наблюдаться сдвиг края поглощения в коротковолновую область за счет эффекта Мосса—Бурштейна.

Тогда в рамках проведенного обсуждения контакт между разупорядоченным слоем и кристаллом InAs следует трактовать не как  $n$ - $p$ -переход, а как барьер типа «полуметалл—полупроводник».

#### Л и т е р а т у р а

- [1] McNally P. J. — Rad. Eff., 1970, v. 6, N 1, p. 149—153.
- [2] Акимченко И. П., Паншина Е. Г., Тихонова О. В., Фример Е. А. — ФТП, 1979, т. 13, в. 11, с. 2210—2215.
- [3] Акимченко И. П., Паншина Е. Г., Тихонова О. В., Фример Е. А. — Кр. сообщ. по физике, 1980, № 7, с. 3—7.
- [4] Богатырев В. А., Качурин Г. А. — ФТП, 1977, т. 11, в. 7, с. 1360—1363.
- [5] Destefanis G. L. — Nucl. Instr. Meth., 1983, N 209/210, p. 567—580.
- [6] Блаут-Блачев А. Н., Герасименко Н. Н., Лежейко Л. В., Любопытова Е. В., Ободников В. И. — ФТП, 1980, т. 14, в. 2, с. 306—310.
- [7] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.

Институт физики полупроводников  
СО АН СССР  
Новосибирск

Получено 2.10.1987  
Принято к печати 23.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

## ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ НА ЗАДЕРЖКУ ПРОБОЯ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ $\pi$ - $\nu$ - $n$ - СТРУКТУР, КОМПЕНСИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ

Белобородов П. Ю., Толбанов О. П., Хлудков С. С.

Задержку переключения в арсенид-галлиевых  $S$ -диодах с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) в обратной ветви вольтамперной характеристики (ВАХ), связанным с пробоем  $p$ - $n$ -перехода с глубокими цен-