

Около 200 К сигнал ТСД медленно уменьшается, изменяя знак. Эта область совпадает с пиком ТСТ, который имеет полуширину, равную  $20^\circ$ . Следует отметить, что при изменении направления прикладываемого поля в спектре ТСД происходит переориентация пика в  $\text{TlInS}_2$  около 196 К и пика в  $\text{TlGaSe}_2$  около 108 К. Отрицательные пики  $\text{TlGaSe}_2$  в области температур  $230\text{--}250$  К изменяются по амплитуде. Вышесказанное дает основание полагать, что максимумы, обнаруженные для  $\text{TlInS}_2$  (при 196 К) и  $\text{TlGaSe}_2$  (108 К), соответствуют переходам этих кристаллов в полярные фазы. Это согласуется с результатами работ [1-3], в которых показано, что в  $\text{TlInS}_2$  и  $\text{TlGaSe}_2$  соответственно в интервалах  $195\text{--}202$  и  $\sim 110$  К имеет место переход в сегнетоэлектрическую фазу. Поведение кривых ТСД для  $\text{TlInS}_2$  и  $\text{TlGaSe}_2$  соответственно около 240 и 220 К может быть связано с переходом кристаллов в несоразмерную фазу с последующим модулированием сверхструктуры внутри этой фазы. Подобные аномалии получены также при проведении оптических, калориметрических и нейтронно-графических исследований [3-5].

Известно, что фазовые переходы (ФП) и электронная подсистема взаимосвязаны [6]. С учетом того, что  $\text{TlGaSe}_2$  и  $\text{TlInS}_2$  являются компенсированными полупроводниками [7], обнаруженные аномалии электропроводности мы связываем с изменением компенсации и энергии активации глубоких примесных уровней при ФП. Температурная зависимость фотопроводимости  $\text{TlInS}_2$  и  $\text{TlGaSe}_2$  в области модулированной сверхструктуры изменяется умеренно, а вблизи температур ФП — скачком (рис. 2, кривые 2, 4). Такая температурная зависимость фотопроводимости связана с влиянием сегнетоэлектрических, несоразмерных ФП на перезарядку глубоких уровней. На это указывают также близость температур, соответствующих аномалиям в кривых фотопроводимости, и наличие нескольких максимумов в спектре ТСТ кристаллов  $\text{TlInS}_2$  и  $\text{TlGaSe}_2$ .

#### Список литературы

- [1] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В., Аллахвердиев К. Р., Сардарлы Р. М. // ФТТ. 1983. Т. 25. В. 12. С. 3583—3585.
- [2] Алиев Р. А., Аллахвердиев К. Р., Баранов А. И., Иванов Н. Р., Сардарлы Р. М. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 5. С. 1271—1276.
- [3] Вахрушов С. Б., Жданов В. В., Квятковский Б. К., Окунева Н. М., Аллахвердиев К. Р., Алиев Р. А., Сардарлы Р. М. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. В. 6. С. 245—247.
- [4] Allakhverdiev K. R., Mamedov T. G., Aldzanov M. A. // Sol. St. Commun. 1986. V. 58. N 5. P. 295—297.
- [5] Аллахвердиев К. Р., Бахышов Н. А., Мамедов Т. Г., Наджафов А. И. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 7. С. 2243—2246.
- [6] Фридкин В. М., Герзанич Е. И. Сегнетоэлектрики типа  $A^mB^nC^p$ . М., 1982. 226 с.
- [7] Дарвинш А. М., Бахышов А. Э., Тагиров В. И. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 4. С. 780—781.

Азербайджанский государственный университет им. С. М. Кирова  
Баку

Получено 18.07.1989  
Принято к печати 23.01.1990

ФТП, том 24, вып. 7, 1990

## ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$

Брунков П. Н., Калиновский В. С., Конников С. Г.,  
Соболев М. М., Сулима О. В.

Во время эксплуатации полупроводниковых фотопреобразователей (ФП) солнечного излучения в условиях открытого космоса происходит деградация параметров приборов. Существенную роль в этом процессе играют высокоэнергетичные протоны [1].

В данной работе приводятся результаты исследования радиационных дефектов с глубокими уровнями (ГУ), появляющихся при облучении ФП на основе

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  моноэнергетичным потоком протонов с энергией 6.7 МэВ, падающим на структуру под углом  $45^\circ$ . Доза облучения  $\Phi_p$  изменялась от  $3 \cdot 10^{10}$  до  $3 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$  при постоянном токе пучка  $\sim 10^{-10}$  А. Облучение проводилось при температуре 300 К и давлении  $p \leq 10^{-4}$  Тор. Образец представлял собой слой GaAs : Sn с концентрацией электронов  $n = (1 \div 3) \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ , выращенный методом жидкофазной эпитаксии на подложке n-GaAs. p-n-Переход сформирован на глубине 1.5 мкм путем диффузии Zn из газовой фазы. Максимальная концентрация дырок в p-области составляла  $p \approx 10^{19}$  см $^{-3}$ . Радиационные дефекты исследовались методом токовой нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ). Установка, построенная на базе микро-ЭВМ ДВКЗ-2М и блоков «КАМАК», реализует режим двухстробного интегрирования [2].

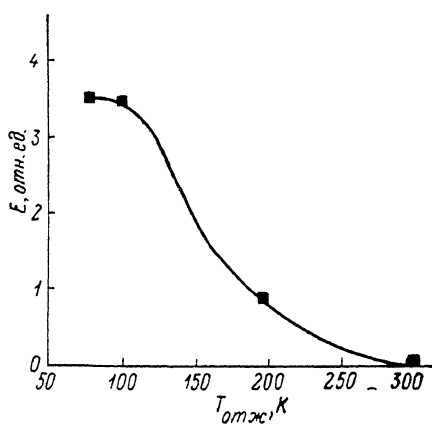
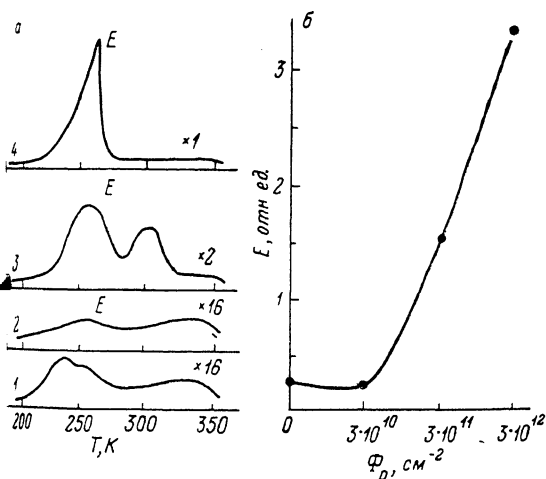


Рис. 1. Семейство НСГУ спектров для разных доз облучения протонами (а), зависимость амплитуды пика  $E$  от дозы облучения протонами  $\Phi_p$  (б).

Рис. 2. Зависимость амплитуды пика  $E$  от температуры изохронного отжига  $T_{отж}$ .

а)  $\Phi_p$ , см $^{-2}$ : 1 — 0, 2 —  $3 \cdot 10^{10}$ , 3, 4 —  $3 \cdot 10^{11}$ .

На рис. 1, а изображено семейство НСГУ спектров для разных доз облучения протонами  $\Phi_p = (0 \div 3) \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ . Температурное положение максимума пика  $E$  не зависело от окна темпов эмиссии двухстробного интегратора, что не позволило определить параметры этого ГУ. Такое поведение НСГУ спектра наблюдали авторы работы [3] на GaAs, облученном тяжелыми ионами. Они показали, что наличие широкого неподвижного пика ( $v$ -зоны) в НСГУ спектре обусловлено зависимостью релаксационного сигнала не только от темпа эмиссии носителей с ГУ в зону проводимости [2], но и от интенсивности многофононных туннельных переходов электронов между локализованными состояниями в кластере радиационных дефектов за счет перекрытия электронных волновых функций. В нашем эксперименте образец облучался протонами с энергией 6.7 МэВ. Как показано в работе [4], образование кластера взаимодействующих дефектов возможно также в случае облучения GaAs высокоэнергетичными протонами.

С изменением дозы облучения  $\Phi_p$  от  $3 \cdot 10^{10}$  до  $3 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$  в НСГУ спектре быстро росла амплитуда пика  $E$  (рис. 1, б), который при  $\Phi_p = 3 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$  принимал несимметричную форму с резким спадом со стороны высокотемпературной области спектра. С увеличением дозы облучения росла концентрация радиационных дефектов и усиливалось взаимодействие между ними. Это приводило к тому, что в процессе измерения НСГУ спектра с захватом носителя на дефект при температуре, превышающей  $T_{max}$  пика  $E$ , по-видимому, происходит перестройка кластера радиационных дефектов в новую конфигурацию с другим набором ГУ, не проявляющую электрической активности, что обуславливает необычную форму пика  $E$ . Подобные конфигурационные преобразования кластера дефектов в GaAs изучались в работе [5] с помощью изохронного отжига по методике, впервые примененной для бистабильного М-центра в InP [6], имею-

щего две устойчивые конфигурации *A* и *B*. Перевод дефекта в конфигурацию *A* происходил при температуре, когда энергии электрона, находящегося в зоне проводимости, достаточно для преодоления энергетического барьера  $E_c$ , тогда как переход в конфигурацию *B* не ограничивался барьером. Кинетику обратного изменения конфигурации *M*-центра авторы исследовали, варьируя температуру изохронного отжига  $T_{отж}$  и управляя присутствием свободных электронов посредством включения и выключения обратного напряжения на образце. Данную методику мы применили для изучения конфигурационной перестройки кластера радиационных дефектов.

Изохронный отжиг проводился в интервале температур  $77 \div 385$  К по следующей программе: образец с приложенным обратным напряжением отжигался при  $T_{отж} = 385$  К в течение 10 мин, затем охлаждался до выбранной  $T_{отж}$  и отжигался с нулевым смещением в течение 10 мин, после чего снова быстро охлаждался до  $T = 77$  К и проводились измерения НСГУ спектра. Из зависимости амплитуды пика  $E$  от  $T_{отж}$  (рис. 2) видно, что отжиг с нулевым смещением при  $T_{отж}$ , большей 260 К, приводит к исчезновению пика  $E$  в НСГУ спектре. Амплитуда пика  $E$  полностью восстанавливалась, если после отжига при  $T_{отж} = 385$  К образец быстро охлаждался до  $T = 77$  К с приложенным обратным напряжением.

Проведенный изохронный отжиг показал, что захват электрона на дефект при температуре, превышающей критическую  $T_{отж} = 260$  К, вызывает обратную перестройку кластера в конфигурацию, не проявляющую электрической активности. Аналогичный процесс происходил при измерении НСГУ спектра, о чем свидетельствует совпадение критической  $T_{отж}$  и  $T_{max}$  пика  $E$ . Таким образом, установлено, что облучение GaAs высокоэнергетичными протонами приводит к образованию бистабильного кластера радиационных дефектов, который при  $T > 260$  К перестраивается в конфигурацию, не проявляющую электрической активности.

#### Список литературы

- [1] Андреев В. М., Гусинский Г. М., Калиновский В. С., Салиева О. К., Соловьев В. А., Сулима О. В., Хаммедов А. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1391—1395.
- [2] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [3] Makram-Ebeid S., Boher P. // Rev. Phys. Appl. 1988. V. 23. N 5. P. 847—862.
- [4] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М., 1985. 304 с.
- [5] Брунков П. Н., Конников С. Г., Папенцев М. И., Соболев М. М., Степанова М. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1689—1691.
- [6] Levinson M., Benton J. L., Kimerling L. C. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 10. P. 6216—6221.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получено 22.11.1989  
Принято к печати 6.03.1990

ФТП, том 24, вып. 7, 1990

## АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПЛЕНКАХ АНТИМОНИДА ИНДИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ ИЗ ОКИСЛЕННОГО КРЕМНИЯ

Никольский Ю. А.

Влияние неоднородностей на электрические и гальваномангнитные свойства тонких монокристаллических пленок антимолида индия *n*-типа, выращенных методом дискретного испарения с последующей термической перекристаллизацией на подложках из окисленного кремния, в литературе не рассматривалось.