

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ОБЛУЧЕНИЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Иванюкович В. А., Карась В. И., Ломако В. М.

Проблема идентификации дефектов в арсениде галлия сложна, так как метод ЭПР, который позволяет устанавливать симметрию дефекта и проводить его прямую идентификацию, в арсениде галлия не эффективен. Поэтому приблизиться к ее решению можно, лишь изучая влияние дефектов на оптические и электрофизические свойства материала.

На основании анализа спектров нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ) авторы работы [1] пришли к выводу, что основные радиационные дефекты в арсениде галлия n -типа представляют собой связанные пары Френкеля в подрешетке мышьяка. Причем наблюдаемые уровни $E4$ и $E5$ связываются ими с парами с наименьшим расстоянием между компонентами, $E1$ и $E2$ — с парой с наибольшим расстоянием, а $E3$ соответствует промежуточному случаю. Одним из оснований для такого вывода послужило то, что скорости введения указанных центров не зависят от температуры облучения, однако экспериментально это установлено только для центров $E1$ — $E3$.

Кроме упомянутых выше, в облученном арсениде галлия n -типа наблюдались центры $E7$ — $E9$, но скорости их введения очень малы, и авторы не приводят параметров эмиссии электронов с этих центров, но отмечают, что $E7$ и $E9$ отжигаются при температурах, близких к 235 К [1].

Целью данной работы было изучение методом НЕСГУ влияния температуры на скорость введения и спектр радиационных дефектов в арсениде галлия при облучении гамма-квантами ^{60}Co . Исследовались барьеры Шоттки на электронном арсениде галлия ($n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$), полученном методом газовой эпитаксии. Образцы облучались при температурах 78 и 320 К. Во всех случаях в интервале температур от 78 до 420 К наблюдались известные центры $E2$ — $E5$ (рис. 1). Кроме этого, после низкотемпературного облучения в температурном интервале наблюдения пика $E9$ [1] нами также наблюдался пик эмиссии электронов с энергией активации 0.21 эВ и сечением захвата $6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ (рис. 1, 2). Скорость введения центра, для которого мы также примем обозначение $E9$, в процессе облучения гамма-квантами ^{60}Co при 78 К равна $7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$. Ширина этого пика соответствует эмиссии носителей заряда из одной ловушки, а обусловленная этим процессом релаксация емкости имеет экспоненциальный характер. Дефект, вносящий этот пик, полностью отжигается в интервале температур 220—250 К, что соответствует первой стадии отжига, обнаруженной по изучению электропроводности [2]. Обращает на себя внимание тот факт, что скорость введения центра 0.21 эВ не превышает 1.5 % от суммарной скорости введения остальных радиационных дефектов, в то время как на первой стадии отжига восстанавливается примерно 20 % от изменения проводимости материала, вызванного облучением. Следовательно, указанный центр не определяет восстановление электропроводности на данной стадии отжига. Поэтому можно сделать вывод, что на этой стадии должны также отжигаться дефекты акцепторного типа с концентрацией существенно выше концентрации наблюдаемого нами центра, имеющие более глубокие уровни, температура регистрации которых методом НЕСГУ превышает температуру их отжига.

Отметим, что на этой же стадии отжигаются дефекты, наблюдавшиеся после низкотемпературного облучения электронами ($E_a = 0.23$ эВ, $\sigma_a = 3 \cdot 10^{-14}$ см²) [3] и, возможно, протонами ($E_a = 0.26$ эВ, $\sigma_a = 9 \cdot 10^{-13}$ см²) [4]. Однако после облучения тяжелыми частицами полуширина наблюдаемых пиков обычно превышает значение, ожидаемое для моноэкспоненциального процесса релаксации емкости, что, возможно, связано с каскадами смещений атомов при облучении. Если в работах [3, 4] низкотемпературный пик обусловлен центром E_9 , то его аномально большая ширина, связанная с неэкспоненциальным характером релаксации емкости, может быть причиной различия в полученных значениях энергии активации эмиссии с центра. Кроме того, следует обратить внимание на то, что приведенное в [3] соотношение между амплитудами пиков E_2 и E_3 , а также увеличение почти в 1.5 раза суммарной амплитуды пиков E_1 — E_3 в процессе отжига при 300 К не согласуются с известными результатами [1].

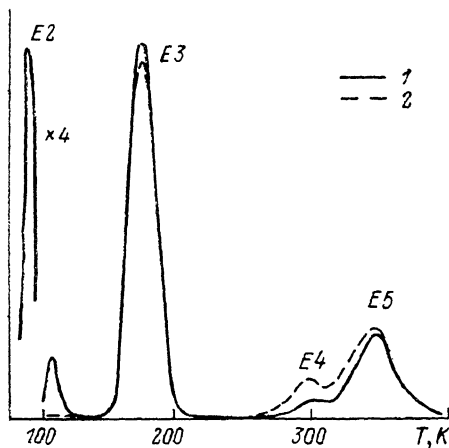


Рис. 1. Нормированные на амплитуду E_2 спектры НЕСГУ дефектов в арсениде галлия, облученном гамма-квантами.
Т, К: 1 — 78, 2 — 320.

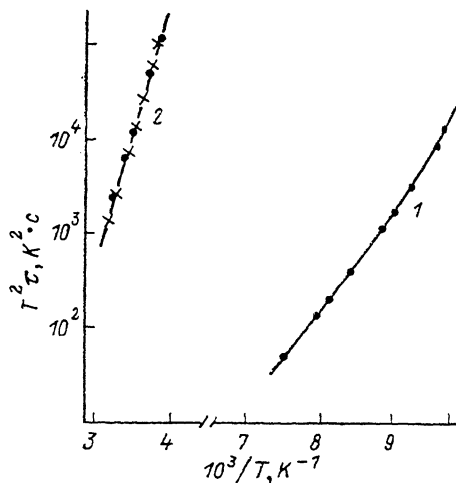


Рис. 2. Графики Аррениуса дефектов $E_a = 0.21$ эВ (1) и E_4 (2).
Температура облучения, К: 1 — 78, 2 — 320.

Метод НЕСГУ не позволяет контролировать процессы отжига тех дефектов, температура отжига которых меньше минимальной температуры регистрации пика. Эксперименты показали, что все наблюдаемые центры (кроме 0.21 эВ) стабильны в интервале от температуры наблюдения их пиков до максимальной температуры сканирования (420 К) и их концентрации не изменяются как после низкотемпературного, так и после высокотемпературного облучений, что согласуется с данными, полученными при облучении электронами [1]. Однако обнаружено, что амплитуда пика E_4 после низкотемпературного облучения почти в 4 раза ниже, чем после облучения при 320 К, в то время как амплитуды других пиков от температуры облучения не зависят (рис. 1). Такое значительное изменение амплитуды пика E_4 может быть объяснено либо уменьшением скорости введения дефекта, либо тем, что наблюдаемый пик обусловлен эмиссией из нескольких дефектов, вносящих в запрещенную зону близко расположенные уровни, причем скорость введения хотя бы одного из них зависит от температуры облучения. Анализ скоростей эмиссии электронов с центров E_4 , введенных облучением при 78 и 320 К, показывает, что их сигнатуры в обоих случаях описываются одной и той же кривой Аррениуса (рис. 2) и поэтому более вероятной причиной этого является уменьшение скорости введения дефекта.

Отсутствие влияния температуры облучения на скорости введения центров E_1 — E_3 и E_5 указывает на то, что пороговая энергия образования первичных смещений в кристалле арсенида галлия практически не зависит от температуры (в отличие, например, от кремния, где такая зависимость наблюдается [5]).

п, значит, не может быть причиной изменения скорости введения центра $E4$. Поэтому указанный центр нельзя отнести к первичным дефектам. Следовательно, уменьшение скорости введения центра $E4$ может быть вызвано изменением реакционной способности первичных дефектов к комплексообразованию при понижении температуры облучения. В таком случае либо в подрешетке мышьяка по крайней мере один из компонентов пары Френкеля подвижен, либо в образовании центра $E4$ участвуют подвижные дефекты из подрешетки галлия.

Вывод о подвижности дефектов сделан также авторами работы [6], изучавшими полуизолирующий арсенид галлия, облученный гамма-квантами ^{60}Co при 33 К. Методом термостимулированного тока они обнаружили центр 0.13 эВ, который отжигался при температуре ниже 83 К. Нагрев образца до 152 К приводил к появлению в спектре при 65 К пика 0.18 эВ, амплитуда которого росла при увеличении температуры. Скорость введения этого дефекта, полученная после низкотемпературного облучения и последующего часового отжига при 300 К, равна $2.9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что на порядок меньше скорости введения центра 0.13 эВ. Близкое значение скорости введения дефекта 0.18 эВ получено и в случае облучения при 300 К ($3.3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$). Авторы предполагают, что дефект является вторичным и соответствует известному центру $E2$. Дополнительно отметим, что скорость введения этого дефекта близка к скорости введения $E2$ в арсениде галлия n -типа ($3.8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ [7]).

Таким образом, исследование влияния температуры облучения на спектр радиационных дефектов позволило определить параметры центра $E9$ и сделать вывод о том, что в арсениде галлия n -типа в процессе облучения при 300 К образуются подвижные первичные дефекты, участвующие в комплексообразовании, а дефект $E4$ с энергией активации термоэмиссии электронов 0.63 эВ и сечением захвата $\sigma_n = 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ представляет собой комплекс. Вопрос же о природе радиационных дефектов в арсениде галлия остается по-прежнему открытым.

Список литературы

- [1] Pons D., Bourgoin J. C. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1985. V. 18. N 20. P. 3839—3874.
- [2] Thommen K. // Rad. Eff. 1970. V. 2. N 2. P. 201—210.
- [3] Rezazaden A. A., Palmer D. W. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1985. V. 18. N 1. P. 43—54.
- [4] Guillot G., Nouailhat A., Vincent G., Baldy M. // Rev. Phys. Appl. 1980. V. 15. N 3. P. 679—686.
- [5] Вопросы радиационной технологии полупроводников // Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1980. 296 с.
- [6] Tomozane M., Nannichi Y., Kamada H., Ando K. // Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 7. P. L1076—L1078.
- [7] Мамонтов А. П., Пешев В. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1774—1774.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем им. А. Н. Савченко
БГУ им. В. И. Ленина
Минск

Получено 15.08.1988
Принято к печати 11.08.1989

ФТП, том 24, вып. 1, 1990

ВЛИЯНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ СОСТАВА ОТ СТЕХИОМЕТРИИ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЯДЕРНО ЛЕГИРОВАННОГО АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Колин Н. Г., Королева И. А., Марков А. В.,
Освенский В. Б.

Ядерное легирование арсенида галлия является перспективным способом получения монокристаллов n -типа проводимости с высокой однородностью распределения электрофизических параметров в объеме [1, 2]. Однако полу-