

- [1] H. H. Woodbury, G. W. Ludwig. Phys. Rev., 117, 102 (1960).
- [2] А. А. Золотухин, Л. С. Милевский. ФТТ, 13, 1906 (1971).
- [3] T. Kunio et al. Sol. St. Electron., 24, 1082 (1981).
- [4] H. Feichtinger, R. Czaputa. Phys. St. Sol. (a), 79, K143 (1983).
- [5] E. R. Weber. Def. Semicond. 2: Symp. Boston, Mass. Nov. 1982. N. Y. e. a. Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 14, 19 (1983).
- [6] Е. С. Демидов, А. А. Ежевский, В. В. Карзанов. Тез. докл. V Всес. совещ. по исслед. арсенида галлия, 29. Томск (1982).
- [7] Дж. Людвиг, Г. Вудбери. Электронный спиновый резонанс в полупроводниках, 148. М. (1964).
- [8] H. Kanzelmann, K. Graff, E. R. Weber. Appl. Phys. A, 30, 169 (1983).
- [9] J. D. Gerson, L. J. Cheng, J. W. Corbett. J. Appl. Phys., 48, 4821 (1977).
- [10] P. F. Schmidt, C. W. Pearce. J. Electrochem. Soc., 128, 630 (1981).
- [11] H. J. Rijks, J. Bloem, L. J. Gilling. J. Appl. Phys., 50, 1370 (1979).
- [12] S. D. Brotherton, P. Bradley, A. Gill. J. Appl. Phys., 57, 1941 (1985).
- [13] K. Wunstel, K. H. Froehner, P. Wagner. Physica B+C, 116, 301 (1983).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 26, вып. 9, 1992

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА СПЕКТР ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ ЗАХВАТА В ZnSe

А. П. Оконечников, Н. Н. Мельник

Уральский политехнический институт им. С. М. Кирова, Екатеринбург, Россия
(Получено 12.02.1992. Принято к печати 2.04.1992)

Проблема стабильности электрофизических характеристик полупроводников и параметров приборов на их основе является одной из основных в электронике. Много внимания уделяется вопросам деградации солнечных элементов, светодиодов и лазеров, утомляемости фоторезисторов, стабильности параметров диодов, транзисторов и микросхем [1-3].

В данной работе приведены результаты изучения впервые обнаруженной нами термической нестабильности спектров глубоких центров захвата (ГЦЗ) в нелегированном изолирующем моно- и поликристаллическом ZnSe, выращенном соответственно из расплава [ZnSe(I)] и химическим осаждением из газовой фазы [ZnSe(II)]. Средний размер кристаллитов последнего — 70 мкм.

Концентрация примесей в ZnSe(I) не превышала (ат%): Al, Pb, Cr, Ti — 10^{-4} , Cd, Si — 10^{-2} , C — 10^{-1} , O — 1. Для образцов ZnSe(II) содержание примесей не превышает (10^{-5} ат%): Mg — 0.3; Mn, Al — 1; Cu, Ni — 2; Si, Cd — 3; Fe, Cr — 5; Pb — 6. Концентрация кислорода составляет $1 \cdot 10^{-2}$ ат%.

Образцы представляли собой пластинки размерами $5 \times 5 \times 0.7$ мм с омическими контактами из сплава In—Ga. Для изучения термической стабильности производился изохронный отжиг кристаллов в вакууме (с целью предотвращения окисления поверхности) в интервале температур 100—250 °C с шагом 50 °C в течение 3 мин при каждой температуре.

Параметры ГЦЗ определялись методом оптической нестационарной токовой спектроскопии глубоких уровней (ОНТСГУ) [4, 5] при помощи прибора, описанного ранее [6]. Необходимо отметить, что метод ОНТСГУ, являющийся модификацией для высокоомных полупроводников метода DLTS [7], удобен для подобных исследований, поскольку положение пиков в спектре на шкале температур зависит только от величины окна скорости и параметров ГЦЗ, и в отличие от других термоактивационных методов, например метода термостимулированной проводимости, не зависит от скорости температурного

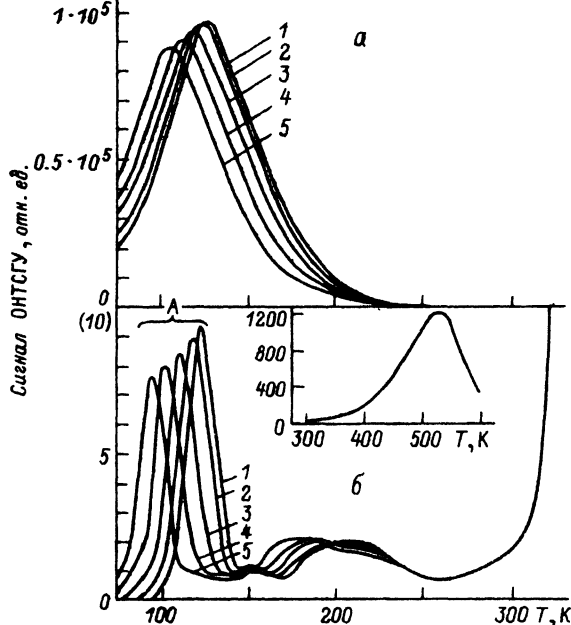


Рис. 1. Спектры ОНТСГУ нелегированного монокристаллического (а) и поликристаллического (б) ZnSe до (1) и после (2—5) изохронного отжига. $T_{отж}$, °С: 2 — 100, 3 — 150, 4 — 200, 5 — 250. Окно скорости — 86.2 с^{-1} . На вставке — высокотемпературная часть спектра ОНТСГУ поликристаллического ZnSe после отжига при 250 °С.

сканирования. Это позволяет регистрировать незначительные изменения параметров ГЦЗ.

Спектры обоих типов кристаллов (рис. 1) стабильно воспроизводятся в интервале температур 77—300 К.

В спектре ОНТСГУ исходного ZnSe(I) наблюдается широкий неэлементарный пик с максимумом при 130 К. Энергия ионизации соответствующих ГЦЗ, по-видимому электронных, лежит в пределах 0.13—0.40 эВ.

В низкотемпературной части (до ~250 К) спектра неотожженного ZnSe(II) наблюдаются пять частично перекрывающихся пиков. Временная зависимость нестационарного тока, обусловленного термоактивированным освобождением носителей заряда с ловушек в области температур 100—150 К, соответствующей доминирующему пику (А), подчиняется экспоненциальному закону. Этому же закону соответствует и зависимость скорости эмиссии от температуры (рис. 2). Это значит, что пик А является элементарным. Энергии других ГЦЗ находятся в интервале 0.25—0.48 эВ.

После отжига образцов ZnSe(I) и ZnSe(II) при температурах свыше 350 К наблюдается нестабильность спектров, проявляющаяся в их монотонном смещении в область низких температур.

Поскольку в спектре ОНТСГУ ZnSe(II) доминирует один элементарный пик, для получения количественных данных удобнее рассмотреть изменения именно в этом образце. Видно (рис. 2), что энергия ГЦЗ, соответствующих пику А, после отжига уменьшилась с 0.22 до 0.13 эВ. Примерно на такую же величину уменьшилась энергия и других центров, обуславливающих низкотемпературные пики в спектре ZnSe(II).

Изменение энергий ГЦЗ после отжига наблюдалось как в моно-, так и в поликристаллическом ZnSe. Этот эффект не может быть связан с особенностями структуры кристаллов, а обусловлен процессами на уровне точечных дефектов.

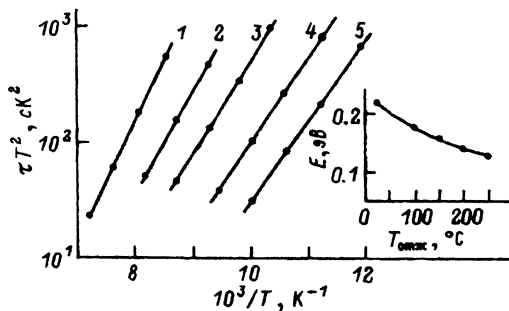


Рис. 2. Температурная зависимость постоянной времени перезарядки центров А в поликристаллическом ZnSe до (1) и после (2—5) отжига. $T_{\text{отж}}, \text{°C}$: 2 — 100, 3 — 150, 4 — 200, 5 — 250. На вставке — зависимость энергии ионизации центров А от температуры отжига.

За центры с энергиями ионизации 0.13—0.40 в ZnSe(I) и 0.22, 0.25—0.48 эВ в ZnSe(II) ответственны, по нашему мнению, точечные дефекты донорного типа, образующие метастабильные (при комнатной температуре) ассоциаты с точечными дефектами акцепторного типа. Наиболее вероятной причиной уменьшения энергии ионизации донорных центров является структурная перестройка ассоциатов. При повышенных температурах возрастает подвижность дефектов в кристаллах и, как следствие, за счет кулоновского взаимодействия уменьшается среднее расстояние между донорами и акцепторами. При этом их энергетические уровни приближаются к краю соответствующей зоны, что и наблюдается в эксперименте. Тот факт, что пик А в ZnSe(II) является элементарным, свидетельствует о том, что доминируют ассоциаты с одним средним расстоянием между донорами и акцепторами.

Образование донорно-акцепторных пар в образцах возможно также при диффузии примесных либо собственных дефектов из примесных атмосфер, существующих вблизи дислокаций и межзеренных границ в поликристаллах [8, 9].

В ZnSe(II) не исключена также возможность диффузии в объем кристаллитов атомов из микровключений посторонних фаз. Последние (размером до 100 мкм) были выявлены с помощью люминесцентной микроскопии. Исследованием химического состава микровключений на рентгеноспектральном микроанализаторе «САМЕВАХ» установлено, что в их состав входят элементы: Si, Al, Na, Sr, а также кислород. Диффундируя в объем кристаллитов, эти элементы также могут образовывать ассоциаты с дефектами донорного типа.

В спектре ОНТСГУ ZnSe (II) (рис. 1) проявляется высокотемпературный пик с максимумом при 530 К. Поскольку он находится в области термической нестабильности кристаллов, эта часть спектра была зарегистрирована после отжига образца при 250 °С. Свойства центров захвата, соответствующих этому широкому неэлементарному пику, не укладываются в рамки простой двухуровневой модели [4, 5].

Релаксация тока в области температур 300—600 К не подчиняется экспоненциальному закону и не является суммой конечного числа экспоненциальных составляющих. Таким образом, соответствующие высокотемпературному пику ГЦЗ имеют, по-видимому, непрерывное распределение по энергиям в интервале 1.0—1.6 эВ.

Учитывая особенность исследуемого материала — развитую внутреннюю поверхность, можно предположить, что за этот пик ответственны атомы, расположенные на межзеренных границах [8, 9].

Таким образом, хотя природа обнаруженных ГЦЗ как в моно-, так и в поликристаллическом ZnSe не ясна, изменение спектра глубоких энергетических состояний при сравнительно невысоких температурах представляет значительный

практический интерес. Такие и подобные им процессы могут приводить к постепенному изменению параметров полупроводника и соответственно деградации приборов, созданных на его основе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Современные проблемы полупроводниковой фотоэнергетики (под ред. Т. Коутса, Дж. Микина), 307. М. (1988).
- [2] Физика соединений $A^{II}B^{VI}$ (под ред. А. Н. Георгобиани, М. К. Шейнкмана), 320. М. (1986).
- [3] В. И. Стриха, Е. В. Бузанева. Физические основы надежности контактов металл—полупроводник в интегральной электронике, 256. М. (1987).
- [4] C. Hurtes, M. Boulou, A. Mittonneau et al. Appl. Phys. Lett., 32, 821 (1978).
- [5] Y. Osami, K. Mitsuo. Japan. J. Appl. Phys., 22, 621 (1983).
- [6] Н. Н. Мельник, А. П. Оконечников. Корреляционный измеритель экспоненциальных периодических импульсов. ПТЭ, 5, 71 (1986).
- [7] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
- [8] Поликристаллические полупроводники. Физические свойства и применения (под ред. Г. Харбеке), 344. М. (1989).
- [9] Т. Матаре. Электроника дефектов в полупроводниках, 464. М. (1974).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 26, вып. 9, 1992

ОСОБЕННОСТИ ДРЕЙФА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА, РАССЕИВАЮЩИХСЯ НА ДВУМЕРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В СИЛЬНОНЕРАВНОВЕСНОМ СТАЦИОНАРНОМ СОСТОЯНИИ

А. Ю. Смирнов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603600, Нижний Новгород, Россия

(Получено 10.01.1992. Принято к печати 7.04.1992)

1. Вопрос о зависимости дрейфовой скорости носителей тока в полупроводниковых структурах от напряженности приложенного к ним постоянного электрического поля имеет важное значение для физики полупроводников [1,2]. Известно, что при увеличении электрического поля значение дрейфовой скорости достигает насыщения [3], что обусловлено ростом интенсивности рассеяния горячих электронов или дырок колебаниями решетки. Информация о предельном значении скорости дрейфа весьма принципиальна для определения быстродействия транзисторов и других полупроводниковых приборов, использующих горячие носители тока [4]. Основным механизмом диссипации энергии и импульса таких носителей является рассеяние на оптических фононах, имеющее существенно неупругий характер.

В данной работе анализируется соотношение между дрейфовой скоростью v и напряженностью постоянного электрического поля E для квантовой частицы, взаимодействующей с двумерными оптическими фононами двух типов — полярным и деформационным. Пороговый характер рассеяния носителей тока на оптических фононах в двумерных системах приводит, к примеру, к неаналитическим токовым поправкам в случае теплых электронов [5], им же обусловлен ряд других нетривиальных эффектов [6]. Нас будет интересовать поведение дрейфовой скорости v как функции напряженности внешнего поля E в области насыщения, где дрейфовая энергия электронов становится сравнимой и даже может превышать энергию оптического фонона $\hbar\Omega_0$. Мы покажем, что