

ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В СЕЛЕНИДЕ ГАЛЛИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПРОНИКАЮЩЕЙ РАДИАЦИИ

К.А. АСКЕРОВ

Институт Фотозлектроники АН Азербайджана
Баку 370141, ул. Ф. Агаева 555 квартал
(Поступило 12.02.96)

Исследовано влияние проникающей радиации на электрофизические свойства р- GaSe. Показано, что при воздействии проникающей радиации изменяются концентрации мелких доноров и акцепторов и глубоких акцепторов $E_v+0,2$ эВ и $E_v+0,4$ эВ, а также возрастает энергетический барьер для перескока носителей между слоями. Отжиг радиационных дефектов протекает при температурах 323-523 К в зависимости от типа дефектов и вида облучения.

Показано, что радиационные дефекты, в основном, образуются и накапливаются в межслойном промежутке слоистого селенида галлия.

В последние годы появилось несколько сообщений о действии облучения высокоэнергетическими частицами на электрофизические свойства некоторых слоистых полупроводников [1-3].

Данная статья посвящается исследованию влияния гамма-квантов, электронного облучения с энергией 6-25 МэВ и гамма-нейтронного облучения на электрофизические свойства монокристаллов слоистого соединения селенида галлия, выращенных методом медленного охлаждения и изохронного отжига облученных образцов.

До и после облучения в диапазоне температур 77-300 К снимались температурные зависимости коэффициента Холла (R_x) и удельного сопротивления (ρ). Измерения проводились при переменном токе в магнитном поле индукции $2 \cdot 10^3$ Гс.

обозначены в работе R_{xII} , ρ_{II} и μ_{II} соответственно). После облучения образцы подвергались изохронному отжигу в вакууме. Исследованные нами кристаллы обладали проводимостью р-типа с концентрацией и подвижностью дырок при комнатной температуре, соответственно $p=5 \cdot 10^{12}+10^{14}$ см⁻³ и $\mu=50+250$ см²/В·с. Распределение исходных дефектов в GaSe можно найти в работе [10].

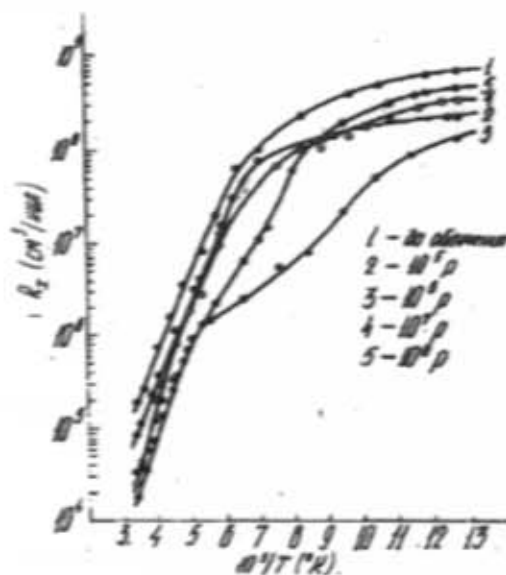


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла образцов селенида галлия до и после облучения различными флюенсами гамма-квантов.

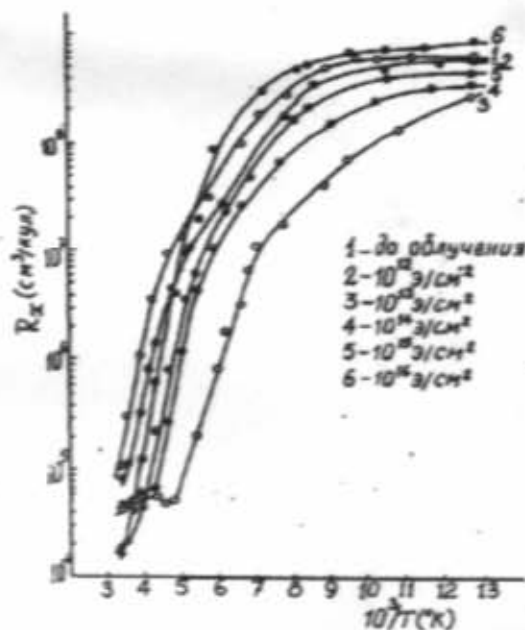


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Холла образцов селенида галлия до и после облучения различными флюенсами электронов с энергией 6 МэВ.

Величины R_x и ρ в основном, определялись для направления, перпендикулярного оси "С" кристалла, но в некоторых случаях измерения проводились и для направления, параллельного оси "С" (эти величины

В облученных образцах было обнаружено несколько типов локальных центров. Это прежде всего мелкие акцепторы N_A и доноры N_D с разностной концентрацией N_A-N_D , характеризующейся низкотемпературной "полкой" на кривых $R_x(T)$ (рис.1 и 2). При облучении гамма-квантами и электронами с энергией 6 МэВ величина (N_A-N_D) сначала растет, а при больших флюенсах облучения падает, приближаясь к исходному значению и становится даже ниже него для электронов с энергией 6 МэВ. В тоже время, когда об-

лучение проводилось электронами с энергией 25 МэВ и нейтронами импульсного реактора, ($N_A - N_D$) лишь уменьшалась, стремясь к некоторому предельному значению. Необходимо отметить, что в нашей работе, высокоэнергетическими электронами и нейтронами облучались более низкоомные образцы, чем в случае гамма-облучения и облучения электронами с энергией 6 МэВ. На наш взгляд, именно с этим обстоятельством и связаны обнаруженные различия. Возможно, что при облучении и доноры, и акцепторы захватывают первичные радиационные дефекты, становясь электрически нейтральными. Скорости этих процессов зависят от концентраций N_A и N_D . В высокоомных образцах, в которых N_A и N_D близки между собой скорость уменьшения N_D поначалу выше, чем для N_A , вследствие чего ($N_A - N_D$) увеличивается. Когда концентрация доноров становится очень малой, скорость удаления доноров падает и ($N_A - N_D$) начинает уменьшаться. В низкоомных же образцах, в которых в исходном состоянии либо выше N_A , либо ниже N_D (или то и другое одновременно), вследствие чего скорость удаления N_A с самого начала выше, чем N_D , а в дальнейшем эти величины выравниваются. Поэтому ($N_A - N_D$) сначала падает, а затем стремится к насыщению. Таким образом можно объяснить наблюдаемые нами явления и обнаруженные отличия для разных образцов и разных видов облучения. Но, разумеется, предложенное объяснение не единственное, и вопрос требует дальнейшего изучения. В частности, необходимо провести измерения при более низких температурах для раздельного определения N_A и N_D . Кроме того, нужно исследовать концентрационную зависимость эффектов.

Другим характерным для облученных образцов дефектом является более глубокий центр-акцептор, который мы будем называть μ_1 . Из температурных зависимостей $R_x(T)$ для гамма-облучения и облучения электронами с энергией 6 МэВ его энергия ионизации может быть определена приблизительно. На основании наших данных энергия ионизации данного уровня равна $\sim E_i + 0,2$ эВ. К сожалению, для указанных видов облучения оценить изменение концентрации μ_1 не представляется возможным. Так, на рис. 1 этот центр достаточно четко проявляется лишь на кривой 3, а в дальнейшем влияние его маскируется ионизацией другого уровня. В случае облучения электронами с энергией 25 МэВ также наблюдаются центры, подобные μ_1 .

Из рис. 2 для небольших флюенсов оценить энергию ионизации этих дефектов нельзя, но в сильно облученном образце (кривые 5,6) она близка к определенной выше для μ_1 , и можно определить изменение концентраций μ_1 при облучении. Концентрация μ_1 медленно падает от $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для интегрального флюенса $\Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2}$, после флюенса 10^{16} см^{-2} до $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Такое поведение центра позволяет предположить, что он является "собственным" дефектом селенида галлия, присутствующим в исходном состоянии и исчезающим при взаимодействии с первичными радиационными дефектами.

Третьим из обнаруженных нами основных дефектов, присутствующим во всех исходных и облученных образцах, является центр с энергией ионизации около 0,4 эВ (μ_2). Концентрация этого дефекта не может

быть непосредственно определена из наших экспериментальных кривых $R_x(T)$, поскольку при комнатной температуре, при которой заканчивались измерения, концентрация дырок еще не выходила на "полку" (см. рис. 1 и 2). Однако в нашем случае концентрация дырок при 300 К может служить качественной мерой изменения концентрации μ_2 . Поскольку она во всех случаях возрастала, мы делаем вывод, что возрастает при облучении и число акцепторов μ_2 (рис. 1, 2). Вероятно, центры μ_2 - это какие-то сравнительно простые структурные дефекты, присутствующие в исходном состоянии и образующиеся при облучении, например, вакансии галлия, их комплексы с примесными атомами.

Наконец, в образцах, облученных нейтронами мы наблюдали еще и центры с энергией ионизации $\sim 0,7$ эВ (μ_3), происхождение которых неизвестно. Подвижность дырок при облучении падала как в низкотемпературной, так и в высокотемпературной области (рис. 3). При низких температурах после достаточно больших интегральных флюенсов подвижность имела вид $\mu \sim T^\alpha$ с $\alpha = 2+4$. Такой крутой рост подвижности с температурой характерен для электрически неоднородных компенсированных образцов [4] и, кроме того, может в ряде случаев наблюдаться при рассеянии на областях разупорядочения (РО) [5]. В высокотемпературной области помимо сильного уменьшения абсолютной величины подвижности, мы после облучения наблюдали и очень резкое падение подвижности с ростом температуры (отрицательный коэффициент α в $\mu \sim T^\alpha$ достигал 1,8+8, см. рис. 3). Нам не известен механизм рассеяния, который привел бы к такой температурной зависимости подвижности.

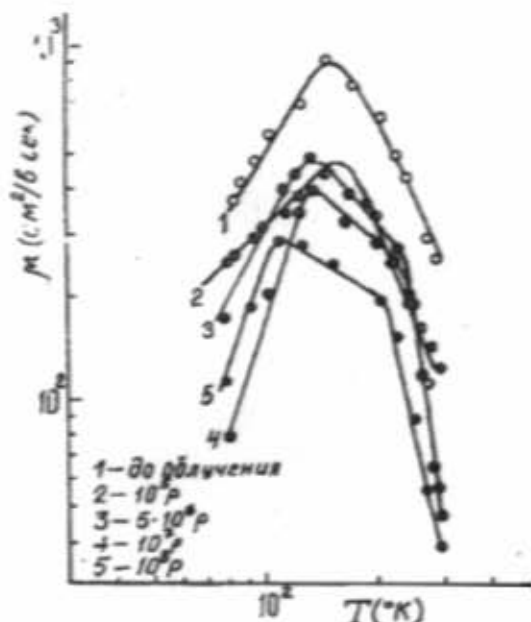


Рис. 3. Температурные зависимости подвижности основных носителей тока образцов селенида галлия до и после облучения различными флюенсами гамма-квантов.

Возможно, что она связана с возрастанием под действием облучения неоднородности и анизотропии

электрических свойств селенида галлия. Такое возрастание подтверждается измерениями R_{311} и ρ_{11} , т.е. измерениями в направлении, параллельном оси "С". Как известно, проводимость в этом направлении носит прыжковый характер и подвижность μ_{11} может быть описана выражением [6,7].

$$\mu = A \exp(-\Delta E/kT)$$

где A - константа, k - постоянная Больцмана, ΔE - энергетический барьер для перескока носителей из слоя в слой. Экспериментальные температурные зависимости μ_{11} дали нам для исходных образцов величину $\Delta E = 0,09$ эВ, что хорошо согласуется с известными литературными данными [7]. После облучения гамма-квантами (флюенсы $10^7 + 10^8$ Р) и электронами с энергией 25 МэВ (интегральным флюенсом 10^{15} см $^{-2}$) ΔE возросла до 0,13 эВ. Таким образом, полученные нами данные указывают на возможную неоднородность в распределении радиационных дефектов в GaSe и предпочтительное их образование в межслойных промежутках. Необходимо отметить, что все обнаруженные нами эффекты носят объемный характер.

Специально проведенные исследования изменений темного сопротивления кристаллов селенида галлия в процессе облучения в различных средах (инертный газ, кислород, вакуум) показали, что роль поверхностных эффектов во всех случаях невелика.

Следует отметить немаловажную роль разупорядоченных областей (РО) в селениде галлия. Для образцов GaSe, облученных электронами с энергией 25 МэВ проведен расчет числа смещенных атомов (N_c) (пороги смещения взяты такими же, как в ZnSe [8]) и получено

$$N_c = 20\Phi_n$$

Для нейтронного облучения, если принять, что порог образования РО в GaSe, как и в других полупроводниках [4], находится вблизи энергии 1 кэВ, то число точечных дефектов, созданных нейтронами, должно составлять лишь около десяти процентов от числа дефектов, созданных таким же интегральным флюенсом электронов. Между тем экспериментально обнаруженные скорости удаления дырок в p-GaSe для электронов и нейтронов близки между собой. Это возможно лишь в том случае, если РО в GaSe частично распадаются с выделением точечных дефектов (такие процессы наблюдались в InSb [9]), либо дырки захватываются областями объемного заряда, окружающими РО.

Изохронный отжиг показал, что концентрация дырок в образцах, облученных импульсными нейтронами, электронами с энергией 6 МэВ и гамма-квантами, восстанавливаются до исходного значения уже при 323-423 К. Энергия активации отжига составляет 0,5-0,6 эВ для электронов и нейтронов и 0,2 эВ - для гамма-облучения. В случае облучения электронами с

энергией 25 МэВ отжиг происходит лишь при 423-453К с энергией активации около 0,7 эВ. Трудно сказать чем вызвано такое различие, поскольку при комнатной температуре, к которой относились измерения, концентрация дырок во всех случаях связана с одним и тем же центром $E_c + 0,4$ эВ. Отметим лишь, что в первых трех случаях концентрации акцепторов $E_c + 0,4$ эВ в отжигаемых образцах были близки между собой, в образцах же облученных электронами с энергией 25 МэВ, они значительно ниже. Близость энергии активации для электронного и нейтронного облучения позволяют предположить, что в том и другом случае речь идет об одном и том же процессе.

Надо сказать, что дефекты, изменяющие концентрацию дырок, не единственные радиационные дефекты в материале. Для восстановления исходных значений подвижности в образцах, облученных гамма-квантами, нейтронами и электронами с энергией 6 МэВ требуется дополнительный отжиг при температуре 423-523 К так же, как и после облучения электронами с энергией 25 МэВ (правда, для 6 МэВ электронов начало восстановления сдвинуто к 373 К). При этих же температурах восстанавливается до исходной величины ΔE в формуле (1).

Для подтверждения выдвинутых выше предположений в двух кристаллографических направлениях исследованы изменения темновых сопротивлений образцов селенида галлия в процессе гамма и электронного облучения с энергией 6 МэВ.

Результаты измерений показали, что кратность изменения темновых сопротивлений образцов селенида галлия, имеющих контакты перпендикулярно слоям в несколько раз меньше, чем образцов, имеющих контакт вдоль слоев. Восстановление темновых сопротивлений, облученных при комнатной температуре, тоже отличается. Таким образом, полученные результаты дают хорошее согласие с предположением о том, что с ростом флюенса облучения дефекты в основном образуются и накапливаются в межслойных промежутках, т.е. увеличивается анизотропия кристалла.

Наконец, учитывая специфические особенности кристаллографической структуры слоистых материалов можно сделать ряд качественных предположений: в связи с тем, что силы, действующие между слоями, являются Ван-дер-Ваальсовскими, можно ожидать наличия в межслойных промежутках значительного количества атомов компонентов, с которыми могут быть связаны уровни в запрещенной зоне. Действие радиации, вероятно, приводит к увеличению концентрации атомов компонентов в межслойных промежутках в пропорциях, не обязательно соответствующих тем, которые имели место в исходном материале. Результатом этого является образование новых уровней и центров для рекомбинации дырок. Все эти факторы в совокупности могут привести к существенному изменению электрофизических свойств слоистых соединений.

[1] К.А. Аскеров, Ф.К. Исаяев, Д.Г. Амиров. В кн. "Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых слоистых полупроводниках". Азерб.неспр., Баку, 1991, с.126.

[2] Г.Б. Абдуллаев, Э.Ю. Салаев, Ф.И. Исмаилов, Ф. А. Заитов, А.В. Горюхов, К.А. Аскеров, Д.Г. Амиров. ДАН Азерб.ССР, 1980, т.36, №2, с.24-27.

[3] Г.Б. Абдуллаев, А.З. Абасова, К.А. Аскеров,

- Ф.А. Зайтов, Э.Ю. Салаев, В.И. Стафеев. Изв. АН. СССР, Неорг.матер, 1983, т.19, №4, с. 679-681.
- [4] А.Я. Ших. Письма ЖЭТФ, 1974, т.20, №1, с.14-16.
- [5] Р.Ф. Коноплева, В.Л. Литвинов, Н.А. Ухин. В кн. "Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий" М., 1971, с.88.
- [6] А. М. Kipperman, A.J. Peijnenborgh. Van denDries J.G.A.M. - Department of Physics, 1968, p.322-826.
- [7] А.Ф. Иоффе. ФТТ, 1959, т. 1, вып. 1, с.157-159.
- [8] В кн. "Физические процессы в облученных полупроводниках" под ред. Л.В. Смирнова, Новосибирск, 1977, с.254.
- [9] Ф.А. Зайтов, А.Я. Поляков. ФТП, 1978, т.12, №9, с. 1782-1789.
- [10] Ю.П. Гнатенко, П.А. Схубенко, З.Д. Ковалюк, В.М. Каминский, С.В.Гаерлиок. Физика твердого тела, 1987, т.29, в.7, с.2163-2165.

К.Ә. Әсғаров

QALLIUM SELENDƏ NÜFUZEDİCİ ŞÜALARIN TƏ'SİRİ İLƏ DEFEKTƏMƏLƏGƏLMƏSİ PROSESİ

Məqələdə p-GaSe-nin elektrofiziki xassələrinə nüfuzedic şüaların tə'siri tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, nüfuzedic şüalanın tə'sirində laylar arasındakı enerji məsafəsi artır, dayaz donor və dərin akseptor $E_v+0,2$ эВ və $E_v+0,4$ эВ səviyyələrinin konsentrasiyası dəyişir. Şüalanmanın növündən və defektlərin tipindən asılı olaraq radiasiya defektləri 323+523K temperatur intervalında yox olur. Göstərilmişdir ki, laylı GaSe-də defektlər əsasən laylar arasında emələ gəlir və orada toplanır.

К.А. Аскеров

DEFECT FORMATION IN GALLIUM SELENIDE UNDER THE INFLUENCE OF PENETRATING RADIATION

The influence of penetrating radiation on electrophysical properties of p-GaSe has been investigated. It is shown that under the influence of penetrating radiation concentration of shallow donors and deep acceptors $E_v+0,2$ eV and $E_v+0,4$ eV vary and energetic barrier for charge carrier hopping between layers also increases. Annealing of radiation defects courses at 323+523K the temperature region in dependence on the type of defects and the kind of irradiation.

It has been shown that radiation defects are created and stored mainly in the interlayer space of gallium selenide crystals.

Редактор: Т.Р. Мехмиев