

РАДИАЦИОННОЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В КРТ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В работе описаны результаты исследований процессов образования радиационных дефектов в узкозонных твердых растворах теллурида кадмия ртути (КРТ) при воздействии высокоэнергетических электронов. Проведен анализ потерь энергии электронов и длин их пробега в материале, рассчитано число смещений атомов соединения на один падающий электрон. Теоретически показано, что основные параметры материала КРТ могут направленно изменяться при изменении дозы облучения. Экспериментально определены основные закономерности изменений концентрации, подвижности и времени жизни носителей заряда в кристаллах КРТ при электронном облучении при комнатной температуре.

Введение

Радиационные воздействия на полупроводниковые кристаллы приводят к образованию дефектов кристаллической решетки, которые могут существенно изменять электрические, рекомбинационные и оптические свойства материала. Существующие трудности традиционных методов выращивания, одного из основных полупроводниковых материалов для фотоприемников ИК диапазона, соединения $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) с низкой концентрацией носителей заряда и большим временем жизни требуют интенсивного изучения новых перспективных направлений контролируемого изменения объемных свойств материала. Настоящая работа посвящена исследованию влияния ионизирующего излучения (высокоэнергетические электроны) на концентрацию, подвижность, время жизни носителей заряда в кристаллах узкозонного твердого раствора КРТ [1-10] с целью разработки физических основ радиационных технологий создания полупроводникового материала КРТ с требуемыми параметрами для фоточувствительных приемников излучения.

1. Параметры взаимодействия высокоэнергетических электронов с кристаллами КРТ

При бомбардировке полупроводников быстрыми электронами они взаимодействуют с электронами и ядрами мишени. В рассматриваемом диапазоне энергий электронов (1-10 МэВ) потери энергии обусловлены в основном ионизацией и возбуждением связанных электронов. Радиационные потери, обусловленные тормозным излучением, пренебрежимо малы. Упругие столкновения быстрых электронов с ядрами атомов чаще всего приводит к смещению атомов, то есть к образованию радиационных дефектов.

При расчете энергии потерь и длины пробега в твердом растворе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ учитывалось правило аддитивности Брэгга, связывающее полную тормозную способность $(-dE/dx)$ соединения с тормозными способностями входящих в его состав атомов [11]

$$\frac{dE}{dx} = M \sum_k N_k M_k \left(-\frac{dE}{dx} \right)_k, \quad (1)$$

где $M = \sum_k N_k M_k$ - относительная молярная масса соединения; M_k - относительная атомная масса k -ых атомов; N_k - число k -ых атомов. Следовательно, продольный (проекционный) пробег частиц в соединении может быть рассчитан по следующей формуле [12,13]:

$$\frac{1}{R_p} = \sum_k \frac{W_k}{R_{pk}}, \quad (2)$$

где R_{pk} - пробеги частиц в моноатомных полупроводниках с k -ми атомами; W_k - относительная доля k -ых атомов в соединении. Приведенная формула (2) верна, если считать одинаковыми зависимости от энергии частиц тормозных способностей $(-dE/dx)$ элементов в соединении.

Удельные потери энергии рассчитывались вначале для каждого атома соединения по формуле [14,15]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_k = \frac{2\pi \cdot e^4 Z_k N_k}{mc^2 \beta^2} \left\{ \text{Ln} \frac{mc^2}{2I_{\Phi}^2} \cdot \frac{\beta^2 E}{1-\beta} - 2 \left[(1-\beta)^{1/2} + \beta^2 - 1 \right] \text{Ln} 2 + (1-\beta^2) + \left[1 - (1-\beta^2)^2 \right] \frac{1}{8} \right\}, \quad (3)$$

где $\beta=v/c$; e , m , v , E - заряд, масса, скорость и энергия электрона; Z_k - атомный номер k -ых атомов соединения; c - скорость света; I_{Φ} - средний эффективный ионизационный потенциал. Для рассматриваемых энергий электронов их скорость рассчитывалась в релятивистском приближении из

выражения $E = mc^2[(1 - \beta^2)^{-1/2} - 1]$. Величина $I_{эф}$ рассчитывалась также для каждого элемента соединения по значениям энергии ионизации атома [16,17].

На рис.1 представлена зависимость удельных потерь энергии электронов в $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x = 0,20$) в диапазоне энергий (0.1-10) МэВ. Видно, что кривая проходит через минимум при $E = 0.5$ МэВ, а затем потери медленно возрастают с ростом энергии частиц. Физически, последнее объясняется сокращением кулоновского поля заряженной частицы вдоль направления движения с ростом ее энергии [15]. Как следует из графика, электрон с энергией 1 МэВ теряет на своем пути в кристалле $Hg_{1-x}Cd_xTe$ на расстоянии 1 мкм примерно 0.4 кэВ энергии. Следовательно, на пути $d = 0.1$ см потеря энергии электрона с этой энергией составит не менее 0.4 МэВ.

Величины пробега электронов с учетом потерь энергии, рассчитанные по формуле (2), составляют для частиц с энергией 2.0 МэВ значения $8.12 \cdot 10^{-2}$ см для кристаллов с составом $x = 0.20$. Поэтому для образцов с толщиной 100-300 мкм будет иметь место слабое изменение энергии электронов, что позволяет воспользоваться результатами расчета поперечного сечения смещения атомов быстрыми электронами без учета потерь энергии частиц [18,19].

Общей формулой для расчета поперечного сечения смещения атома является формула Мотта, которая достаточно сложна и представляет собой сумму двух условно сходящихся рядов [14]. Ее приближением для малых Z является формула Мак-Кинли -Фешбаха для первичных смещенных атомов. Для больших энергий электронов важным является учет вторичных смещений атомов. В тройных соединениях этот процесс является достаточно сложным, так как необходимо учитывать вторичное смещение атомов одного сорта атомами других сортов. Поэтому расчет полного числа смещений проведем для диапазона энергий, где эффект вторичного смещения невелик.

Важным моментом при подобном расчете является величина пороговой энергии смещения атома (энергия отдачи) T_d , которая существенно влияет на значение поперечного сечения смещения. Предполагается, что величина T_d определяется потенциальной энергией сдвига атома из узла в междоузлии, энергией разрыва связей и энергией упругой деформации [20-22]. Причем вторая компонента дает основной вклад, так как сопоставление пороговой энергии T_d , определенной из эксперимента, и энергией разрыва связей для ряда соединений A^2B^6 указывает на хорошую корреляцию этих параметров [13,23,24]. В этих соединениях, в частности, отмечено наличие двух резких порогов, соответствующих минимальной кинетической энергии атомов двух подрешеток, которая передается атомами отдачи при смещении их из узлов решетки [25]. Причем для сильно различающихся масс элементов этих соединений нижний порог энергии связан с более легким атомом. Если же массы атомов сравнимы (типа CdTe), то нижний порог энергии соответствует атому металла [13,26].

Как следует из экспериментальных данных, вакансии халькогена наблюдаются в положительном зарядовом состоянии, а вакансии металла - отрицательном. Величины пороговой энергии смещения атомов T_d составляют 5.6 и 7.8 эВ для Te в CdTe, что существенно меньше, чем аналогичное значение для моноатомных полупроводников. Можно предположить, что в более сложных соединениях величина пороговой энергии смещения атома будет ниже по величине, чем в бинарных соединениях, что соответствует теоретическим данным.

Расчет энергии смещения атомов для наиболее близкого соединения HgTe проведем согласно представлению авторов работы [21], которые считают, что при образовании дефекта осуществляется фазовый переход, аналогичный для температурного плавления. С учетом локального возбуждения в области, соответствующей пяти координатным сферам, величина T_d составляла 10.7 эВ, что незначительно отличается от величин для бинарных соединений A^2B^6 .

Для оценки значений поперечных сечений смещений атомов в твердом растворе КРТ при облучении электронами использовались результаты расчета σ_x , выполненные по формуле Мотта для ряда элементов периодической системы по специально разработанной программе [18,19].

На рис.2 приведены зависимости максимальной энергии, переданной атомам различных компонент твердого раствора от энергии электронов, рассчитанные по формуле [19]

$$T_m = \frac{2mE}{M_k} \cdot \frac{(E + mc^2)}{mc^2}, \quad (5)$$

где M_k - масса k -го элемента соединения.

Как следует из рис.2, с ростом массы элемента зависимость $T_m(E)$ менее крутая. В промежутке энергий $T = T_m - T_d$, в котором возможны смещения атомов из узлов решетки, среднее число смещений атомов $\nu(T)$ равно:

$$\begin{aligned} \nu(T) &= T/2T_D, \text{ если } T > 2T_d \\ \nu(T) &= 1, \text{ если } T_d < T < 2T_d \end{aligned} \quad (6)$$

Поэтому значения величины T_m определяют возможность учета каскадных явлений. Для $E > 1$ МэВ величина $\nu(T)$ отлична от 1.

Полное число смещений атомов можно рассчитать, учитывая величины сечений смещения отдельных атомов соединения и число данных атомов в соединении:

$$N = N_0 \Phi \sum_k \sigma_k \left(\frac{N_k}{N_0} \right) \nu, \quad (7)$$

где σ_k - поперечное сечение смещения k -го атома; N_0 - полное число атомов в решетке (в см^3); Φ - поток электронов; ν - полное число смещений атомов решетки на один первично смещенный атом.

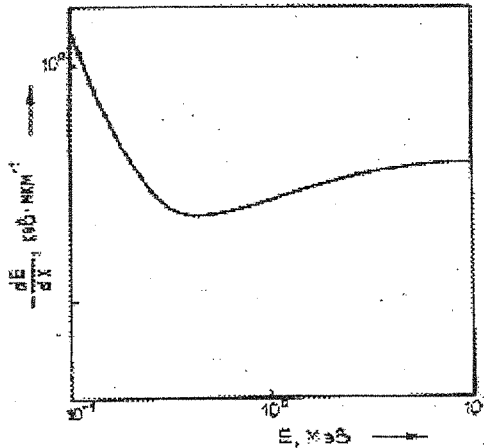


Рис. 1. Зависимость удельных потерь энергии электронов в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.20$) от их энергии

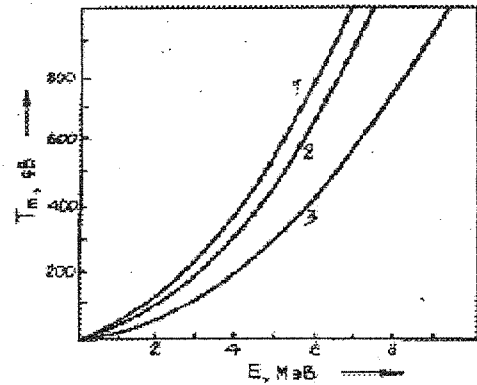


Рис. 2. Зависимости максимальной энергии, переданной атомам различных элементов соединений $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ от энергии электронов: 1 - Cd, 2 - Te, 3 - Hg

В сложном соединении при большом вкладе каскадных смещений будут иметь место не только смещения атомов в своей подрешетке, но и смещения, производимые ими в другой подрешетке, которые трудно учесть. Для рассматриваемых нами энергий электронов (1-3) МэВ вклад подобных смещений невелик и не учитывался при оценках концентрации дефектов.

Число смещений атомов на один электрон для первичных смещений ($N_{\text{перв.}}$) слабо изменяется в интервале энергий 1-2 МэВ для исследуемых соединений и составляет для энергии смещения атома 4.0 эВ величину 36 - 38 см^{-1} . С учетом каскадных соединений число смещений ($N_{\text{полн.}}$) составляет 46 - 61 см^{-1} для $T_d = 4.0$ эВ. При расчете с другой энергией смещения атома (8.0 эВ) число смещений атомов уменьшается в 2 - 2,5 раза.

Число смещений атомов соответствует числу введенных дефектов (или числу носителей заряда) при низких температурах, когда могут существовать первичные дефекты типа вакансий и междоузельных атомов [20,21]. Из экспериментальных данных, полученных при облучении $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.22$) электронами с энергией 2.5 МэВ при температуре 8 К оценена скорость введения дефектов, которая составляет 37 см^{-1} . Эти данные достаточно хорошо согласуются с результатами проведенного расчета.

2. Расчет изменений концентрации, времени жизни и подвижности носителей заряда при облучении высокоэнергетическими электронами кристаллов КРТ

Известно, что в широкозонных полупроводниках при облучении имеет место образование глубоких акцепторных и донорных состояний соответственно в материале n - и p -типа. В связи с этим наблюдается переход свободных носителей заряда на уровень дефектов, что вызывает снижение скорости накопления дефектов и переход к материалу с собственной проводимостью. В узкозонных полупроводниках ситуация иная и характеризуется конверсией типа проводимости при облучении. Применимость расчетных моделей для интерпретации результатов экспериментов по облучению полупроводников встречает ряд трудностей. Описание радиационных процессов с помощью первичных дефектов применимо лишь для гелиевых температур. Ввиду того, что главную роль в дефектообразовании играют вторичные процессы, в каждом конкретном случае необходим выбор

энергетической модели, описывающей экспериментальные результаты. Вторичные дефекты, определяющие свойства облученных кристаллов, являются комплексами первичных (вакансий и междоузельных атомов) с дефектами исходного кристалла, термодфектами и скоплениями радиационных дефектов. Поэтому процесс комплексообразования зависит от концентрации, подвижности компонентов и их сечений взаимодействий, в связи с чем количественные методы их расчета затруднительны.

2.1 Концентрация носителей заряда

В данном разделе рассматриваются три основных модели, объясняющих стремление кристаллов КРТ при облучении к *n*-типу проводимости с определенной концентрацией. Первая модель объясняет поведение облученного материала введением дефектов (комплексов) донорного типа. Вторая модель учитывает введение как донорного, так и акцепторного типа дефектов в полупроводниковый материал с различной скоростью. И, наконец, третья модель учитывает лишь уменьшение концентрации исходных акцепторов в кристалле при облучении. Возможны также комбинации одной из первых двух моделей с третьей, но они не дадут отличающихся результатов, так как с ростом концентрации донорных дефектов и уменьшением концентрации исходных акцепторных дефектов данные модели переходят к первому и второму случаю.

Для определения концентрации электронов в материале и положения уровня Ферми решалось уравнение нейтральности для полупроводника в двухзонном приближении с учетом дефектной структуры. При этом учитывались не только энергетические уровни вводимых облучением дефектов, но и уровни дефектов исходного материала. На основе данных по исследованию рекомбинационных и электрических свойств кристаллов вакансии ртути исходного материала, ответственные за дырочную проводимость, характеризуются двумя акцепторными уровнями, что было учтено при составлении уравнения нейтральности:

$$n - p = N_c F_{1/2}(h) - N_v F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_g) = \frac{Nd_0}{1 + \beta_\alpha^{-1} \exp(\eta + \varepsilon_1)} + \frac{Nd_R}{1 + \beta_{dR}^{-1} \exp(\eta + \varepsilon_{1R})} - \frac{Na_0}{1 + \beta_{a1} \exp(-\eta + \varepsilon_g + \varepsilon_R)} - \frac{Na_0}{1 + \beta_{a2} \exp(-\eta - \varepsilon_g - \varepsilon_3)} - \frac{Na_R}{1 + \beta_{aR} \exp(-\eta - \varepsilon_g + \varepsilon_{2R})}; \quad (8)$$

$$E_{2,2R} = (E_v - E_{2,2R})/kT, \quad \eta = (E_F - E_C)/kT, \quad E_{1,1R} = (E_C - E_{1,1R})/kT, \quad (9)$$

Здесь использованы следующие обозначения: n, p - концентрации электронов и дырок, соответственно; N_c, N_v - эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне; N_{d0}, N_{a0} - концентрации исходных доноров и акцепторов; N_{dR}, N_{aR} - концентрации доноров и акцепторов радиационного происхождения; E_F - энергия уровня Ферми; E_1, E_2, E_3 - энергии уровней исходных доноров и акцепторов; E_{1R}, E_{2R} - энергии уровней радиационных доноров и акцепторов; β_{d1}, β_{d2} - коэффициенты спинового вырождения уровней радиационных доноров и акцепторов. Интегралы Ферми $F_{1/2}(\eta)$ рассчитывались путем разложения в ряд Лагерра [27]. При расчете варьировались концентрации исходных и радиационных дефектов, а также энергии их уровней. Кроме того, расчет проведен со значениями коэффициентов спинового вырождения, предсказываемого теорией для узкозонных полупроводников. Из уравнения (9) определялась значение η , а затем определялась концентрация n .

Из рассчитанных дозовых зависимостей концентрации электронов от концентрации вводимых радиацией дефектов донорного типа для различных значений концентраций и энергий уровней исходных дефектов ($N_{dR} = \alpha\Phi$, где α - скорость введения радиационных доноров) следует, что наибольшее влияние на их ход оказывают значения энергии E_{1R} вводимых дефектов (для больших доз облучения) и соотношение концентраций исходных доноров N_{d0} и акцепторов N_{a0} (для малых доз облучения). При этом "предельный" уровень концентрации электронов изменяется для различных систем энергетических уровней дефектов в полупроводнике. Для малых энергий радиационных дефектов (доноров) $E_c + 1.5 \cdot 10^{-1} kT$ значение n в области больших доз достигает $(4-10) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77 \text{ K}$, для энергий $E_c + 1.5 kT$ величина n равна $(0.8-2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и для $E_c + 1.5 \cdot 10^1 kT$ n достигает значений $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом интервал значений "предельных" концентраций электронов значительно сокращается с ростом энергии в зоне проводимости и практически не зависит от соотношения исходных концентраций доноров и акцепторов.

Таким образом, введение радиационных дефектов донорного типа в узкозонный полупроводник типа КРТ ($x = 0.20$) независимо от уровней легирования, компенсации и типа проводимости исходного материала приводит к материалу *n*-типа проводимости с концентрацией электронов, зависящей от энергии активации вводимых доноров.

Для модели, когда концентрация электронов в материале определяется изменением концентрации исходных акцепторов (изменяемой облучением $N_a = N_{a0} - \beta\Phi$, β коэффициент "выведения" акцепторов), характерно существенное влияние на "предельные" значения концентрации электронов в области больших доз концентрации исходных доноров.

Следует отметить, что для данного случая "предельные" значения рассчитываемых параметров достигаются при дозах, незначительно отличающихся от доз, соответствующих конверсии. В свою очередь данные дозы $\Phi(p \rightarrow n)$ определяются концентрацией N_{a0} . Для данной модели расчет проведен для различных энергий акцепторных уровней E_2 и E_3 (взятых из литературных данных). Показано, что особенности поведения $n(\Phi)$ и $\eta(\Phi)$, связанные с различной системой уровней E_2 и E_3 , проявляются лишь в области малых доз, когда уровень Ферми проходит через значения энергии, соответствующие энергиям акцепторов. Для большей степени компенсации исходного дырочного материала ($N_{a0} = 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$) величина η "закрепляется" на уровнях энергии, соответствующих энергии исходных доноров $E_1 = E_c + 1.51 \text{ кТ}$. Таким образом, для модели уменьшения ("выведения") концентраций исходных акцепторов при облучении характерен переход материала из p - в n -тип проводимости, причем величина предельной концентрации электронов определяется концентрацией и энергией активаций исходных доноров.

Более общим случаем является случай одновременного введения доноров ($N_{dR} = \alpha\Phi$) и акцепторов ($N_{aR} = \gamma\Phi$) с различной скоростью введения (α, γ). Результаты расчета представлены на рис.3. Рассмотрено два варианта при расчете: $\gamma/\alpha = 0.3$; 1. Первый вариант соответствует преимущественному введению доноров и близок по результатам к первой модели, а второй вариант характеризуется равной скоростью введения дефектов разного типа.

Для исходного материала n - типа в зависимости от энергии вводимых доноров характерно два вида воздействий: для малых энергий E_{dR} наблюдается снижение концентрации электронов и соответствующая n - p конверсия типа проводимости ($E_{dR} = 1.51 \cdot 10^{-1} \text{ кТ}$), а для энергий уровней, вводимых облучением доноров, расположенных в зоне проводимости величина n остается практически неизменной при облучении. Переход материала из n - в p -тип при равной скорости введения радиационных дефектов объясняется тем, что для доноров с энергией в запрещенной зоне имеет место частичная ионизация и поэтому эффективная скорость введения акцепторов оказывается выше. Однако с понижением положения уровня Ферми (ростом отрицательных значений E_F) степень ионизации доноров возрастает, а степень ионизации акцепторов даже может несколько снижаться (для узкозонного полупроводника), поэтому уровень Ферми с облучением закрепляется в запрещенной зоне при равенстве эффективных скоростей введения доноров и акцепторов.

Для донорных уровней E_{dR} , расположенных в зоне проводимости, реализуется случай полной ионизации вводимых облучением доноров и акцепторов и, тем самым, равенство эффективных скоростей введения доноров и акцепторов. В связи с этим наблюдается постоянство концентрации электронов для n -типа полупроводника. Для p -типа полупроводника имеет место обратная ситуация: уровень Ферми расположен в исходном положении между центром ε_g и потолком валентной зоны, что соответствует полной ионизации вводимых доноров.

Таким образом, при рассмотрении модели одновременного введения доноров и акцепторов с различными скоростями и энергиями активации исходных и вводимых дефектов могут быть реализованы различные виды конверсий типа проводимости и уровней легирования облученных кристаллов. По-видимому, в этом случае может быть подобрана такая система уровней дефектов и величин скорости их введения, которая позволит получить при определенных условиях p - n конверсию и n - p конверсию типа проводимости в ходе облучения кристаллов узкозонных полупроводников.

2.2. Время жизни носителей заряда

Одним из наиболее важных параметров фоточувствительного материала является время жизни носителей заряда в области рабочих температур фотоприемного устройства, которое определяет, в конечном счете, его фотоэлектрические и флуктуационные характеристики.

Неравновесные носители заряда (ННЗ) могут рекомбинировать путем переходов непосредственно из зоны в зону, а также путем захвата на локальные уровни в запрещенной зоне, обусловленные наличием в материале примесей или дефектов решетки. Преобладание того или другого механизма рекомбинации определяется шириной запрещенной зоны материала и деталями его зонной структуры, концентрациями электронов и дырок, температурой, а также концентрациями и свойствами центров с локальными уровнями [28-30]. Время жизни носителей заряда в КРТ ($x=0.2-0.3$) определяется как объемными механизмами рекомбинации, к числу которых относят ожерекрекомбинацию, излучательную рекомбинацию и рекомбинацию на локальных центрах, так и рекомбинацией на границах раздела. Детальное исследование процессов рекомбинации неосновных

носителей заряда позволяет разобраться в ряде принципиальных вопросов физики полупроводников, а также вести разработку приборов, используя все потенциальные возможности материала.

При анализе экспериментальных результатов влияния ионизирующего облучения на время жизни носителей заряда в кристаллах КРТ необходимо учитывать зависимость времени жизни τ для основных механизмов рекомбинации (Шокли-Рида, межзонной излучательной, межзонной Оже рекомбинации) от концентрации носителей заряда, а также учитывать вводятся ли при облучении рекомбинационные центры.

Учет влияния рекомбинационных центров на время жизни носителей заряда является сложным ввиду отсутствия в настоящее время надежных данных о природе и параметрах центров рекомбинации. Величина времени жизни при рекомбинации через локальные центры (с малой концентрацией N_{t0}) и низким уровнем возбуждения определяется выражением [30]

$$\tau_{SR} = \tau_0 \left[\frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0} + \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} \right], \quad (10)$$

где $n_1 = N_c \exp(E_g - E_t)$, $p_1 = N_v \exp(-E_t)$,
 $\tau_{n0} = (\gamma_n N_{t0})^{-1}$, $\tau_{p0} = (\gamma_p N_{t0})^{-1}$

Здесь γ_n, γ_p — коэффициенты захвата электронов и дырок рекомбинационным центром с энергией E_t , отсчитываемой от потолка валентной зоны. На рис.4 приведены концентрационные зависимости первого и второго слагаемых выражения (10) при различных энергиях рекомбинационных центров внутри запрещенной зоны.

Для введенных облучением рекомбинационных центров величину времени жизни можно записать:

$$\tau'_{SR} = \tau \left[\frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0} + \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} \right] = \tau_0 \left(1 + \frac{N_R}{N_{t0}} \right) \left[\frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0} + \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} \right], \quad (11)$$

Отличие выражения (2.12) от (2.13) в сомножителе $\left(1 + \frac{N_R}{N_{t0}} \right)$. Причем случай, когда $\frac{N_R}{N_{t0}} \ll 1$ приводит к выражению (10), а случай $\frac{N_R}{N_{t0}} \gg 1$ позволяет учесть влияние введенных облучением центров рекомбинации на величину времени жизни. Концентрационные зависимости

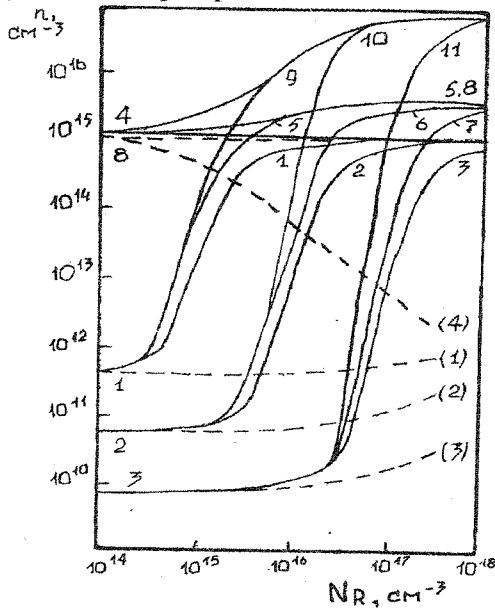


Рис.3. Дозовые зависимости концентрации электронов при облучении $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.20$) для случаев $\alpha/\gamma = 0.3$ ((1)-(4)) и $\alpha/\gamma = 1$ (1-11)

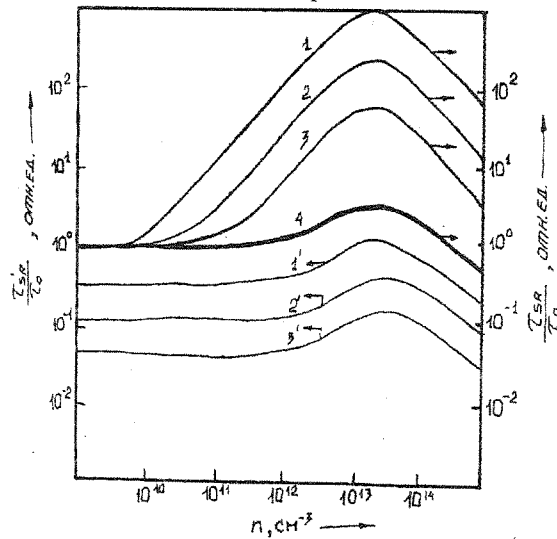


Рис.4. Зависимость относительного времени жизни (1-4) от концентрации заряда при рекомбинации через локальные уровни $E_t = E_v + E$, E , мэв: 1-20, 2-30, 4-60. Зависимость относительного времени жизни от концентрации (1' - 3') при рекомбинации через локальный уровень $E_t = E_v + E$, $E = 60$ мэв с учетом введенных облучением уровней 1' - ($N_R = N_{t0}$), 2' - ($N_R = 5N_{t0}$), 3' - ($N_R = 20N_{t0}$)

относительного времени жизни, определяемые выражением (11) при рекомбинации через локальный уровень $E_t = E_v + E$, где $E = 60$ мэВ приведены на рис. 4 (кривые 1-3). Из представленных данных на рис.4 видно, что введенные облучением центры рекомбинации существенно влияют на величину времени жизни носителей заряда в сторону ее уменьшения.

Таким образом, показано, что в области собственной концентрации величина τ_{SR} достигает максимума, величина которого существенно зависит от энергии центров рекомбинации. Если же при облучении в кристалл вводятся дефекты рекомбинационного типа, тогда с ростом дозы облучения вклад рекомбинации через введенные радиацией центры будет возрастать и при больших дозах облучения может стать определяющим.

2.3. Подвижность носителей заряда

При температуре жидкого азота в образцах КРТ с относительно высокой концентрацией дефектов подвижность определяется рассеянием на ионизированных центрах [31-33]. Очевидно, что при облучении материала введенные радиацией дефекты будут давать малый вклад в рассеяние на фонах при высоких температурах. С другой стороны образование радиационных дефектов в материале может сильно изменить подвижность носителей заряда в кристаллах при превалировании механизма рассеяния на ионизированных центрах при температуре 77 К.

В случае невырожденного распределения носителей заряда в полупроводнике с параболической изотропной зоной проводимости подвижность носителей заряда при рассеянии на ионизированных центрах дается классическим выражением Брукса-Херринга:

$$\mu = 8\sqrt{2} \cdot \varepsilon^2 (kT)^{3/2} / \pi^{3/2} e^3 m^{*1/2} N_i g_i(b), \quad (12)$$

$$g_i(b) = \text{Ln}(1+b) - b/1-b \quad (13)$$

$$b = 24m^* k^2 \varepsilon / e^2 \hbar^2 n,$$

где $g_i(b)$ - фактор экранирования; ε - диэлектрическая постоянная; m^* - эффективная масса электрона; e , m_0 - заряд и масса электрона; k - постоянная Больцмана; \hbar - постоянная Планка; T - температура образца; N_i - эффективная концентрация ионизированных центров.

При расчете подвижности следует учитывать, что эффективность рассеяния сильно меняется при изменении зарядового состояния ионизированного центра [33]. Так, при концентрации ионизированных центров N_0 эффективная концентрация N_i будет равна N_0 для однократно ионизированных центров, в то время как для двухкратно ионизированных центров $N_i = 4 N_0$, для трехкратно $N_i = 9 N_0$ и т.д. Кроме этого, необходимо учитывать, что изменение концентрации носителей заряда в кристаллах КРТ при различных обработках может происходить как при постоянной концентрации рассеивающих центров, так и при ее изменении.

На рис. 5 представлены результаты расчета, в которых было принято, что при появлении одного электрона в зоне проводимости возникает семь однократно ионизированных центров рассеяния ($\Delta N_i = 7\Delta n$). Характерное уменьшение наклона кривых и наличие максимума свидетельствует о проявлении двух противоположных эффектов: увеличения рассеяния на вводимых центрах и, с другой стороны, уменьшения рассеяния за счет экранирования. Однако, при увеличении концентрации электронов и переходе к вырожденному электронному газу, влияние экранирования становится более существенным. Поэтому представляет интерес рассмотрение поведения подвижности носителей заряда в вырожденном КРТ.

Из-за большого различия в значениях эффективных масс электронов и дырок в КРТ, вырождение в зоне проводимости наблюдается уже при концентрациях выше $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при 77 К для КРТ с $x = 0.20$. Это приводит к сдвигу уровня Ферми к высоким энергиям при больших концентрациях электронов, что должно существенно уменьшить поперечное сечение рассеяния ионизированных центров. Малая эффективная масса электронов увеличивает этот эффект благодаря малой плотности состояний в зоне проводимости. Для узкозонного полупроводника, в случае вырождения, была разработана теория рассеяния на ионизированных центрах. Для подвижности носителей заряда в рамках изотропной модели Кейна для дисперсии в зоне проводимости можно записать:

$$\mu_i = \frac{3\hbar^2 \pi \varepsilon^2 n}{2em^{*2} N_i} \cdot \frac{E_g}{(2E_F + E_g)^2 g_i(b)}, \quad (14)$$

$$b = \frac{\hbar k}{\sqrt{2} \cdot e^2 m^{*1/2}} \cdot \frac{E_F^{1/2} E_g^{1/2} (E_F + E_g)^{1/2}}{(2E_F + E_g)^2}, \quad (15)$$

где E_g - ширина запрещенной зоны, рассчитанная по формуле:

$$E_g = 0,3 + 5 \cdot 10^{-4} \cdot T + (1,91 - 10^{-3} T) \cdot x, \quad (16)$$

а E_F - энергия уровня Ферми, для которого можно записать:

$$E_F = -\frac{E_g}{2} + \sqrt{\left(\frac{E_g}{2}\right)^2 + \frac{3,61 \cdot 10^{-15} n^{2/3} E_g}{m^*/m_0}}, \quad (17)$$

Необходимо отметить, что для вырожденного полупроводника зависимость подвижности носителей заряда от концентрации электронов (n) носит более сложный характер, т.к. в этом случае концентрация n влияет на фактор экранирования $g_i(b)$ и учитывается при вычислении уровня Ферми.

Увеличение влияния эффекта экранирования в условиях вырожденного электронного газа проявляется более крутым ходом кривых зависимостей $\mu(n)$. Особый интерес представляет случай высокой скорости введения рассеивающих центров (рис. 6).

В этом случае зависимости подвижности носителей заряда от концентрации будут существенно различаться в образцах с различной концентрацией исходных рассеивающих центров. При высокой начальной подвижности (низкой концентрации ионизированных центров) наблюдается монотонное уменьшение значений подвижности с ростом концентрации (рис.6, кривая 1). В то же время, для материала с низкой подвижностью (с высокой степенью исходной компенсации) наблюдается первоначальный рост $\mu(n)$ (рис.6, кривая 3), что говорит о заметном влиянии экранирования носителей заряда ионизированных центров рассеяния при больших начальных концентрациях N_i . В этом случае подвижность уже не зависит от исходной концентрации N_i и полностью определяется введенными центрами рассеяния. Кроме этого, при концентрации электронов больше 10^{16} см^{-3} начинает сказываться и непараболичность зоны проводимости в КРТ, приводящая к уменьшению значений подвижности.

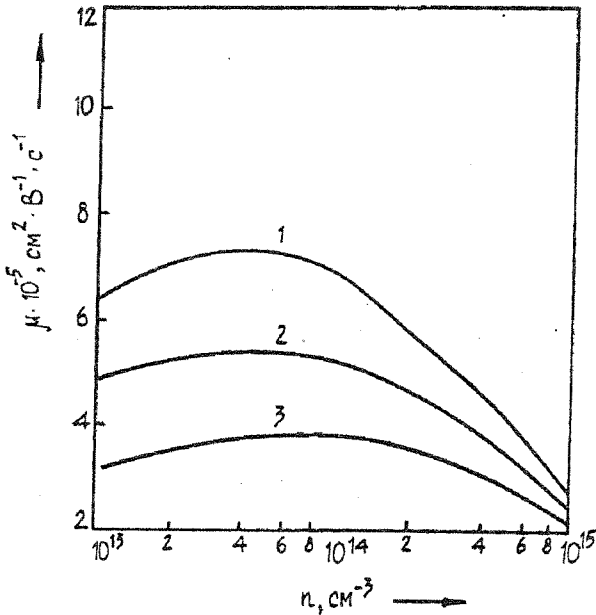


Рис. 5. Зависимости подвижности носителей заряда от концентрации электронов для невырожденного $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при увеличении концентрации центров рассеяния по закону $\Delta N_i = 7\Delta n$. Начальные концентрации $N_i, \text{ см}^{-3}$: 1 - $1,5 \cdot 10^{15}$, 2 - $2 \cdot 10^{15}$, 3 - $5 \cdot 10^{15}$

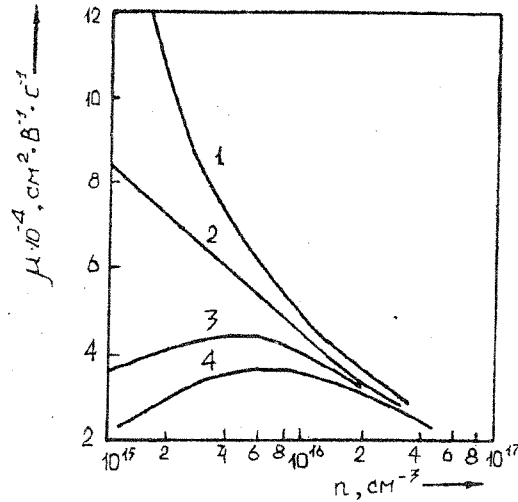


Рис. 6. Зависимости подвижности носителей заряда от концентрации электронов для вырожденного $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при увеличении концентрации центров рассеяния по закону $\Delta N_i = 7\Delta n$. Начальные концентрации $N_i, \text{ см}^{-3}$: 1 - $2 \cdot 10^{16}$, 2 - $3 \cdot 10^{16}$, 3 - $5 \cdot 10^{16}$, 4 - 10^{17}

3. Экспериментальные исследования воздействия высокоэнергетических электронов на кристаллы КРТ

3.1. Изменение электрических и рекомбинационных свойств кристаллов КРТ при облучении электронами

Экспериментально исследовались монокристаллы твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенные методами твердотельной рекристаллизации (ТТР), Бриджмена и зонной плавки (ЗП) с составом $x = 0,195-0,205$. Состав x определялся из кривых спектрального распределения фоточувствительности, измеренных на спектрометре ИКС-22. Образцы подвергались химико-механической полировке, а затем химическому травлению в спиртовом растворе брома. Образцы КРТ облучались на импульсном ускорителе электронов с энергией 2-3 МэВ при длительности импульсов 4 мкс и частоте повторения 0,25 кГц. Средняя плотность тока электронов при облучении составляла $j_e \leq 2$ мкА/см².

Обнаружено, что в результате облучения вводятся радиационные дефекты, которые могут значительно изменять исходную концентрацию носителей в образце. Так, для исходных образцов p -типа проводимости облучение электронами интегральными дозами $\Phi > 6 \cdot 10^{17}$ см⁻² приводит к переходу кристаллов из p -типа в n -тип проводимости. Область p - n конверсии для кристаллов p -типа определяется исходной концентрацией дырок (при одинаковой скорости введения дефектов в образцах) и поэтому для образцов с $p = 6 \cdot 10^{16}$ см⁻³ конверсия типа проводимости наблюдается при дозах облучения больших $6 \cdot 10^{17}$ см⁻². В образцах n -типа проводимости облучение электронами приводит к монотонному росту концентрации носителей заряда (электронов) вплоть до максимальных доз облучения.

На рис. 7 и 8 представлены дозовые зависимости коэффициента Холла для образцов p - и n -типа проводимости, характеризующие кинетику изменения концентрации носителей заряда при облучении электронами при 300 К. При облучении малыми дозами электронов $< 2 \cdot 10^{16}$ см⁻², для заметного приращения числа введенных облучением носителей в общую концентрацию электронов, выбирались образцы с низкой концентрацией носителей заряда, близкой к собственной. В результате облучения образца с исходной концентрацией $4,3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ интегральной дозой электронов $4 \cdot 10^{15}$ см⁻² (рис. 7, кривая 1) концентрация электронов в материале увеличивалась до $1,2 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Это означает, что скорость введения носителей заряда ($dn/d\Phi$) составляет для этого образца $\sim 2,0 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹. В то же время для образца с исходной концентрацией $2,2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ после облучения дозой $5 \cdot 10^{15}$ см⁻² концентрация меняется только на 50 % (рис. 7, кривая 2). Значение скорости введения носителей заряда для этого образца также равно $\sim 2,0 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹. Как видно из рис. 8, кривая 2, при облучении большими дозами электронов вплоть до $2 \cdot 10^{18}$ см⁻² наблюдается монотонный спад величины коэффициента Холла для образцов n -типа проводимости. Таким образом, рост концентрации электронов при облучении кристаллов n -типа происходит во всем исследуемом диапазоне доз.

Для образцов, имеющих исходный p -тип проводимости, наблюдается более сложные изменения значений коэффициента Холла при облучении (рис. 8, кривая 2). Вначале при электронном облучении происходит рост значений коэффициента Холла при одновременном уменьшении проводимости (σ) исследуемых образцов. Это свидетельствует об уменьшении концентрации дырок с ростом дозы облучения, причем скорость удаления носителей заряда ($dp/d\Phi$) для различных образцов лежит в диапазоне $(0,8 \div 1,2) \cdot 10^{-1}$ см⁻¹. Поэтому конверсия знака коэффициента Холла для образца с исходной концентрацией дырок $2 \cdot 10^{16}$ см⁻³ наблюдается при дозе $2 \cdot 10^{17}$ см⁻² (рис. 8). Однако после перехода образца из p -типа в n -тип проводимости скорость изменения носителей заряда при облучении резко уменьшается. Происходит рост концентрации электронов с ростом дозы облучения, причем значения скорости изменения носителей заряда (теперь уже $dn/d\Phi$) совпадают со значениями для образцов, имеющих исходный n -тип проводимости. Исследование зависимости $dp/d\Phi$ от концентрации дырок в исходных образцах во многом затруднено из-за неоднозначного определения концентрации носителей заряда из значений коэффициента Холла в области смешанной проводимости. Однако, было получено, что для всех исследуемых образцов p -типа проводимости с концентрацией дырок в диапазоне $(0,5 \div 5,0) \cdot 10^{16}$ см⁻³ скорость удаления носителей заряда ($dp/d\Phi$), измеренная из зависимости точки p - n конверсии от дозы, составляла $(0,8 \div 1,2) \cdot 10^{-1}$ см⁻¹. Полученные значения скорости введения носителей заряда $dn/d\Phi$ для образцов n -типа проводимости КРТ показывают, что для образцов, имеющих различную исходную концентрацию электронов, значения $dn/d\Phi$ находятся в интервале $(1,5 \div 2,0) \cdot 10^{-2}$ см⁻¹.

При облучении кристаллов КРТ электронами изменяется не только концентрация, но и время жизни носителей заряда. Эти изменения могут быть связаны как с изменением положения уровня Ферми при облучении, так и с изменением концентрации центров, ответственных за рекомбинацию. Время жизни носителей заряда в исследуемых образцах КРТ определялось из кинетики фототока при возбуждении излучением с длиной волны 10,6 мкм, до и после облучения. В результате

облучения, в области концентрации электронов близкой к собственной, наблюдается увеличение времени жизни, примерно, на порядок относительно исходного значения в материале p -типа проводимости. Данная концентрационная зависимость времени жизни достаточно хорошо согласуется с расчетной для рекомбинационной модели Шокли-Рида при энергии локальных центров $E_t = E_v + 40$ мэВ. Экспериментальное значение глубины залегания рекомбинационного уровня в исходном материале составляет 34 - 45 мэВ в предположении малой концентрации рекомбинационных центров. Резкое уменьшение времени жизни в материале n -типа после p - n конверсии типа проводимости в области больших доз облучения объясняется увеличением вклада Оже-рекомбинации при высоких концентрациях электронов в образцах.

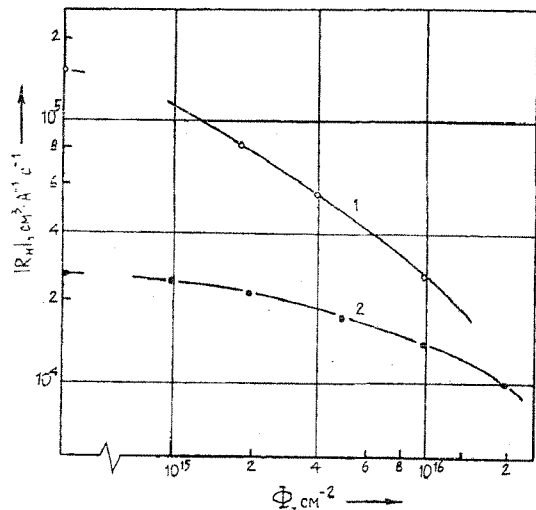


Рис. 7. Зависимости коэффициента Холла от дозы облучения электронами для образцов КРТ n -типа проводимости: 1 - $n_0 = 4.1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, 2 - $2.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

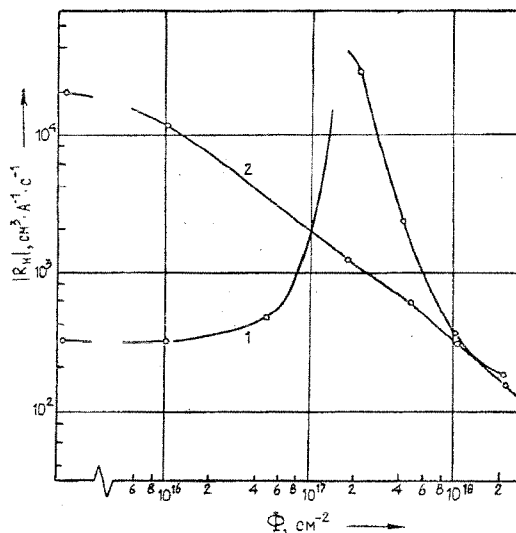


Рис. 8. Зависимости коэффициента Холла от дозы облучения электронами для образцов КРТ p -типа (1) и n -типа (2) проводимости

Таким образом, из анализа полученных данных следует, что при облучении исходных кристаллов с большой энергией рекомбинационных уровней дозовые зависимости времени жизни носителей заряда хорошо согласуются с расчетными концентрационных зависимостями для механизмов рекомбинации Шокли-Рида и Оже. Это позволяет высказать предположение, что изменение времени жизни в данных образцах при облучении связано лишь с изменением концентрации носителей заряда. Температурные зависимости времени жизни носителей заряда, измеренные в процессе изохронного отжига (300 - 430 К, $\Delta t = 10$ мин), также показывают отсутствие в облученных образцах радиационных дефектов рекомбинационного типа.

3.2. Влияние электронного облучения на подвижность носителей заряда

Как следует из обзора экспериментальных данных по изменению подвижности носителей заряда при низкотемпературном облучении электронами кристаллов КРТ (8, 80 К) [34-36], было обнаружено существенное влияние дозы облучения на подвижность электронов. В то же время применение результатов радиационной обработки на практике требует также изучения влияния высокотемпературного облучения ($T = 300$ К) на подвижность носителей заряда.

В данном разделе представлены результаты исследования поведения подвижности носителей заряда в кристаллах n -типа проводимости КРТ в зависимости от дозы облучения электронами и исходной концентрации дефектов, ответственных за рассеяние носителей заряда [37,38].

Экспериментальные исследования проводились на кристаллах КРТ, выращенных методом твердотельной рекристаллизации. Концентрация электронов в исследуемых образцах изменялась в широком диапазоне величин от $0.5 \cdot 10^{14}$ до $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Температурные измерения коэффициента Холла проводились на постоянном токе при индукции магнитного поля $0.2 T$. Облучение образцов электронами проводилось на импульсном ускорителе с энергией электронов 3 МэВ интегральными потоками от 10^{15} до 10^{18} см^{-2} .

Для повышения чувствительности исследуемых кристаллов к радиационному воздействию при облучении малыми дозами электронов ($10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) использовались образцы, имеющие низкую концентрацию электронов $n < 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и большие значения холловской подвижности $\mu_H > 2 \cdot 10^5$

см² В⁻¹ с⁻¹. Было показано, что для используемых доз, наряду с увеличением концентрации носителей заряда в процессе облучения не происходит значительных изменений величины подвижности

На рис. 9 (кривые 3, 4) приведены также зависимости скорости изменения подвижности ($1/\mu$)/ $\Delta\Phi$ и скорости введения носителей заряда $dn/d\Phi$ от дозы облучения электронами. Скорость изменения подвижности по аналогии с [39] вводилась следующим образом:

$$\Delta(1/\mu_H) = 1/\mu_{H0} + 1/\mu_{Hi}, \quad (18)$$

где μ_{H0} , μ_{Hi} - холловские подвижности носителей заряда в образцах n-типа проводимости КРТ до и после облучения соответственно.

Вид зависимости скорости изменения подвижности от дозы облучения (рис. 9, кривая 3) для образца КРТ, с учетом постоянства скорости введения носителей заряда от дозы (рис. 10, кривая 4) позволяет предположить, что величина подвижности при различных дозах облучения определяется различными механизмами рассеяния носителей заряда.

Подвижность носителей заряда в полупроводниках определяется их столкновением с колеблющимися атомами кристаллической решетки, а также кулоновским взаимодействием дальнего порядка с ионизированными донорными и акцепторными атомами примесей. Результирующая подвижность может быть определена исходя из следующего условия:

$$1/\mu_0 = 1/\mu_i + 1/\mu_L, \quad (19)$$

где μ_0 - результирующая подвижность; μ_i , μ_L - подвижности носителей заряда относительно механизмов рассеяния на ионизированных центрах или на тепловых колебаниях кристаллической решетки, соответственно.

При рассмотрении механизмов рассеяния носителей заряда в кристаллах КРТ необходимо учитывать ряд особенностей, присущих этому узкозонному твердому раствору: полярность кристалла, малую ширину запрещенной зоны, сильное различие эффективных масс электронов и дырок, заметную непараболичность зоны проводимости. В образцах с относительно низкой концентрацией дефектов при температурах выше 77 К подвижность определяется в основном рассеянием на полярных оптических фононах. В облученных электронами образцах имеет место большая концентрация радиационных дефектов и подвижность, по-видимому, будет определяться рассеянием на ионизированных центрах. Это подтверждают температурные зависимости подвижности носителей заряда в облученных образцах КРТ.

Для объяснения экспериментальных результатов поведения подвижности носителей заряда в образцах n-типа проводимости облученных большими дозами электронов (10^{17} - 10^{18} см⁻²) использовался расчет проведенный в разделе 2.3. Из анализа результатов эксперимента и расчета, очевидно, что подвижность носителей заряда изменяется не только из-за изменения концентрации электронов, но и за счет введения дополнительных центров рассеяния при облучении.

Для оценки скорости введения ионизированных центров рассеяния использовалась модель радиационных дефектов, согласно которой при облучении электронами в кристаллы КРТ вводятся радиационные дефекты как донорного, так и акцепторного типа. Тогда для суммарной концентрации электронов (n) и эффективной концентрации рассеивающихся центров (N_i) в облученном образце можно записать следующие выражения:

$$n = n_0 + \sum_{k=1}^K KN_D^K - \sum_{L=1}^L LN_A^L, \quad (20)$$

$$N_i = N_i^0 + \sum_{k=1}^K N_D^K + \sum_{L=1}^L L^2 N_A^L, \quad (21)$$

где N_D^K , N_A^L - концентрации радиационных дефектов донорного и акцепторного типов; K , L - их зарядовые состояния, соответственно; n_0 , N_i^0 - концентрация электронов и рассеивающих центров в исходном образце.

В рассматриваемой модели предполагается, что радиационные дефекты, ответственные за концентрацию носителей заряда, являются также центрами рассеяния свободных носителей заряда. При этом природой эффективной концентрации ионизированных центров рассеяния будет зависеть от их зарядового состояния. Варьируя скорости введения радиационных дефектов донорного и акцепторного типов, можно изменять характер расчетной зависимости подвижности от дозы облучения. Для случая больших доз облучения (с учетом вырождения и непараболичности зоны проводимости) лучшее совпадение рассчитанных кривых с экспериментальными зависимостями получено при $n = n_i/7$, то есть при введении четырех донорных и трех акцепторных однозарядных центров. Это также соответствует условию, что скорость введения однозарядных донорных дефектов в 3 раза превышает скорость введения двухзарядных акцепторных дефектов в КРТ при облучении

электронами. Возможны и другие комбинации различных типов введенных дефектов, обеспечивающие такое соотношение прироста концентрации электронов и центров рассеяния при облучении. Примером этого, в частности, может служить образование помимо дефектов донорного типа крупных скоплений нейтральных дефектов с большими сечениями рассеяния носителей заряда.

Исходя из дозовых зависимостей (Φ), можно выделить три характерные области изменения подвижности. В области малых доз ($\Phi < 2 \cdot 10^{16}$ см²) имеют место незначительные изменения подвижности, даже для образцов, имеющих высокие значения подвижности носителей заряда $\mu_n > 2 \cdot 10^5$ см² В⁻¹ с⁻¹. Для средних доз ($\Phi < 1 \cdot 10^{17}$ см²) характерно сложное поведение $\mu_n(\Phi)$ в зависимости от электрических параметров и степени компенсации исходных кристаллов, что показано на рис. 10, где представлены зависимости подвижности носителей заряда от концентрации электронов при $T = 77$ К, которая изменялась в образцах в зависимости от дозы облучения и температуры отжига. Для слабо компенсированных материалов (кривые 1, 2) подвижность падает с увеличением концентрации электронов за счет роста вклада рассеяния носителей на центрах, включающих радиационные дефекты. Это проявлялось и в изменении наклона кривых зависимостей подвижности носителей заряда от температуры в примесной области температур при увеличении дозы облучения.

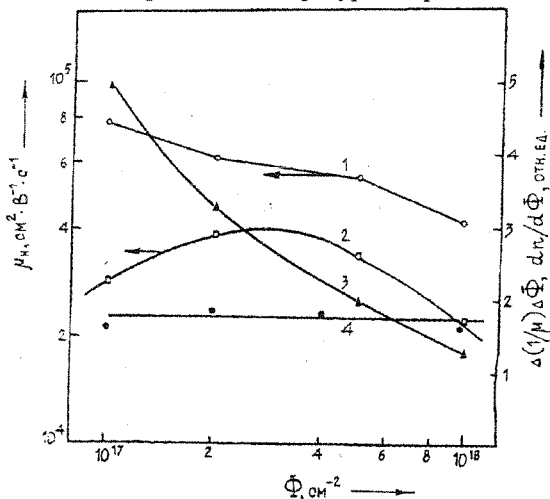


Рис. 9. Зависимости подвижности носителей заряда μ_n (1,2), скорости изменения подвижности $\Delta(1/\mu_n)/\Delta\Phi$ (3) и скорости введения носителей заряда $dn/d\Phi$ (4) от дозы облучения электронами образцов $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

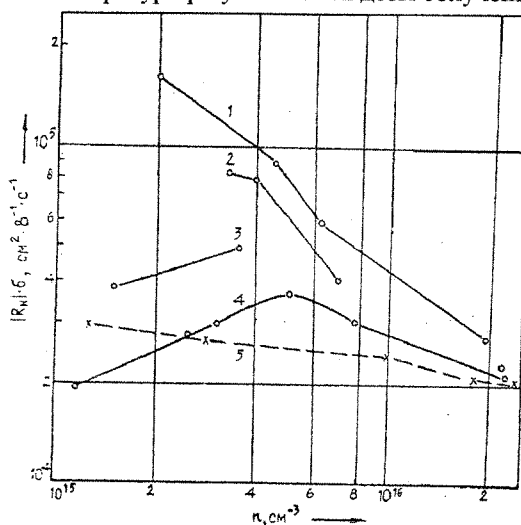


Рис. 10. Зависимости холловской подвижности от концентрации носителей заряда в облученных электронами кристаллах $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

В сильно компенсированных образцах *n*-типа КРТ (рис. 10, кривые 3, 4) с низкими значениями подвижности ($\mu_n = (2 - 4) \cdot 10^4$ см²/Вс) подвижность носителей заряда возрастает с дозой облучения (ростом концентрации). Увеличение подвижности с ростом концентрации электронов в образцах, объясняется влиянием эффекта экранирования исходных ионизированных центров введенными радиацией электронами проводимости. Этот эффект также наблюдался в кристаллах КРТ при низкотемпературном облучении. Для больших доз облучения ($\Phi > 5 \cdot 10^{17}$ см²) наблюдается уменьшение μ_n с возрастанием дозы независимо от свойств исходных кристаллов, что объясняется одновременным увеличением вклада рассеяния на вводимых облучением центрах и влиянием непараболичности зон в вырожденном полупроводнике. При более высоких концентрациях электронов поведение подвижности для обоих типов образцов становится одинаковым. При этом подвижность электронов уже не зависит от исходной концентрации дефектов (N_i), а полностью определяется введенными радиационными дефектами.

Выводы

Таким образом, в работе проведен расчет потерь энергии частиц и длин их пробега в материале, поперечных сечений взаимодействия с атомами решетки и числа смещений атомов соединения. При этом из расчета поперечных сечений смещений атомов следует, что основные нарушения при данных энергиях электронов происходят в катионной подрешетке, а число рассчитанных смещений атомов на один падающий электрон составляет 36-40 см¹, что подтверждается экспериментальной скоростью введения электрически активных дефектов при температуре 8 К. Теоретически показано, что концентрация и время жизни носителей заряда в кристаллах КРТ могут направленно изменяться при изменении дозы облучения электронами. Ход зависимости концентрации от дозы облучения определяется энергетическим положением введенных радиационных дефектов.

Экспериментально определены основные закономерности изменения концентрации носителей заряда в кристаллах КРТ при электронном облучении для 300К. Установлены значения скорости введения носителей заряда в кристаллы р-типа $(1.2-0.8)10^{-1} \text{ см}^{-1}$ и п-типа $(1.5-2.0)10^{-2} \text{ см}^{-1}$ проводимости. Установлены зависимости подвижности носителей заряда от величины дозы облучения электронами в кристаллах КРТ п-типа проводимости, определяющиеся исходной степенью компенсации материала и повышенной скоростью введения радиационных центров рассеяния. На основе дозовых зависимостей времени жизни носителей заряда определены вклады различных механизмов рекомбинации в интервале рабочих температур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Лиленко Ю.В. // ФТП. - 1981. - Т.15. - С. 676-681.
2. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Лиленко Ю.В., Петров А.С. и др. // ФТП. - 1981. - Т.15. - С.1606-1608.
3. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Лиленко Ю.В. // ФТП. - 1988. - Т.20. - С. 815-817.
4. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Лиленко Ю.В., Петров А.С. // ФТП. - 1983. - Т.17. - № 10. - С. 1876-1879.
5. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Лиленко Ю.В. // Radiation Effects. - 1982. - V. 66. - № 1. - P.79-84.
6. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Лиленко Ю.В. // Изв. АН СССР Неорганические материалы. - 1983. - Т. 19. - С. 1298-1301.
7. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Кирюшкин Е.М. // Изв. Вузов. Физика. - 1985. - Т 28. - № 6. - С.123.
8. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Коверчик С.Ф., Петров А.С. // ФТП. - 1983. - Т. 17. - № 10. - С. - 1876-1879.
9. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Петров А.С. // Phys. Stat. Sol (a). - 1985. - V. SO. - № 1. - P. 241-251.
10. Voitsekhoovskii A.V., Kokhanenko A.P., Petrov A.S., Lilenko Yu., Pogrebnyak A.D. // Cryst.Res.Technol. - 1988. - 23. - 2. - P.237-241.
11. Лейман К. Взаимодействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов. - М.: Атомиздат, 1979. - 296 с.
12. Мейер Дж., Эрикссон Л., Дэвис Дж. Ионное легирование полупроводников. - М.: Мир, 1973. - 296 с.
13. Loferski J.J. // Postepy Fiziki. - 1974, T.25. ч. II. с. 77-99.
14. Bryant E.J., Cox A.F. - Proc.Roy.Soc., London. - 1969. - v. A310. - N 1502. - P.319-339.
15. Дирнли Дж., Нортон Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. - М.: Мир, 1966. - 360 с.
16. Таблицы физических величин / Справочник / Под ред. академика И.К.Кикоина. - М.: Атомиздат, 1976. - 1008 с.
17. Ефимов А.И., Белорукова Л.П., Василькова И.В., Чечев В.П. Свойства неорганических соединений / Справочник. - Л.: Химия, 1983. - 392 с.
18. Oen O.S. Cross sections for atomic displacement in solids by fast electron - 4897,OAK. Union Carbide corporation. Nuclear Division. Tennessee. - 1973 - 204 P.
19. Oen O.S. Cross section for atomic displacement in Solids by fact electron. - 3813,OAK. Union Carbide corporation, nuclear Division, Tennessee. - 1968 - 51 P.
20. Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под ред. Смирнова Л.С. - Новосибирск: Наука. - 1980. - 296 с.
21. Физические процессы в облученных полупроводниках / Под ред. Смирнова Л.С. - Новосибирск: Наука. - 1977. - 256 с.
22. Корбет Дж., Бургуэн Ж. Дефектообразование в полупроводниках. - В сб.: Точечные дефекты в твердых телах. - М.: Мир, 1978. - 381 с.
23. Емцев В.В., Машовец Т.В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. - М.: Радио и связь, 1981. - 248 с.
24. Вавилов В.С., Кив А.Е., Ниязова О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. - М.: Наука, 1981. - 368 с.
25. Уоткинс Дж. Дефекты решетки в соединениях A^2B^6 . - В сб.: Точечные дефекты в твердых телах. - М.: Мир, 1979. - 381 с.
26. Harrison W. // J.Vac.Sci.Technol.A. - 1983. - v.1. - N 3. - P. 1672-1673.
27. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. - М.: Наука, 1979. - 832 с.
28. Рывкин С.М. Рекомбинация в полупроводниках // Полупроводники в науке и технике. - 1958. - Т.2, Гл.22. - С.463-515.
29. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964. - 392 с.
30. Барышев Н.С., Гельмонт Б.Л., Ибрагимова М.И. // ФТП. - 1990. - Т. 24. - В.2. - С.209-224.
31. Scott W. // J.Appl.Phys. - 1972. - v. 43. - N 3. - part 2. - P. 10.5-1063.
32. Dubowski J.J., Diet T.L., Szymanska W. // J.Phys.Chem.Solids. - 1981. - v. 42. - N 1. - P. 351-362.
33. Bartobi F.J., Hoffman C.A., Meyer J.R. // J.Vac.Sci.Technol.A. - 1983. - v. I. - N 3. - P. 1669-1671.
34. Mallon C.R., Green B.A., Leadon R.E., // IEEE Trans.Nucl.Sci. - 1975. - v. NS-22. - N 6. - P. 2285-2288.
35. Meingalis J., Ryan J.L., Harman T.C. // J.Appl.Phys. - 1978. - v. 44. - N 6. - P. 2647-2651.
36. Leadon R.E. Mallon C.E. // Infr.Phys. - 1975. - v. 1. - N 4. - P. 259-264.
37. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Лиленко Ю.В. В кн.: Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы: Материалы IV Всесоюзного симпозиума. - Львов, 1983. - С.78-79.
38. Войцеховский А.В., Кирюшкин Е.М., Коханенко А.П. В кн.: Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы: Материалы IV Всесоюзного симпозиума. - Львов, 1983.
39. Chaffin R.Y. Microwave semiconductor devices: Fundamentals and radiation effects. - New York, 1973, 348 p.

Томский государственный университет