

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В $Cd_xHg_{1-x}Te$

Э.И.ЗУЛЬФИГАРОВ¹, С.А.АЛИЕВ²

Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана¹

AZ 1143, Баку, пр. Г. Джавида, 31 а

Институт Физики НАН Азербайджана²

AZ 1143, Баку, пр.Г.Джавида 33

В работе представлены результаты исследования влияния электронного облучения на гальвано-термомагнитные свойства в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0 \leq x \leq 0,25$) в широком диапазоне температур ($4,2 \div 300K$) и магнитных полей ($60 \leq H \leq 22.000 \text{ Э}$). Показано, что действие облучения на эффект Холла наиболее существенно при слабых полях и низких T . Сопоставление результатов $\sigma(T)$, $R(T,H)$ с двухзонной теорией позволило количественно выявить влияние облучения на концентрации и подвижность носителей заряда и заключить, что электронное облучение кристаллов КРТ приводит к возрастанию концентраций электронов, что обусловлено вакансиями теллура донорного типа. Установлено, что при $T < 40K$ в $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \leq 0,15$) концентрация акцепторных центров, входящих в зону проводимости, на много больше концентрации доноров. Акцепторные уровни играют роль ловушек как для ионизирующихся электронов, так и для электронов, наведенных облучением.

ВВЕДЕНИЕ

Первые сообщения об исследовании влияния радиационных дефектов (РД) на электрофизические свойства КРТ появились в начале 70-х годов [1,2]. В [2] облучение производилось электронным пучком при 25К. После облучения образцы p -типа конвертировались в n -тип, электропроводность возрастала на 4 порядка. Однако после отогрева образцов почти восстанавливались исходные свойства. В [3] облучение производилось при 77К интегральными потоками $\Phi \sim 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Обнаружено увеличение величины n и уменьшение фотопроводимости. Кратковременный отжиг при $300 \div 320K$ устранял введенные радиационные нарушения. Было показано, что создаваемые при низкотемпературном облучении дефекты имеют небольшую термическую стабильность и отжигаются в основном при температурах $50 \div 75K$ [2] и $150 \div 225K$ [4]. Известно, что, варьируя температуру облучения, можно получить различные типы стабильных дефектов [5]. Между тем практическое использование облучения требует знания физической природы радиационных дефектов (РД), их термическую стабильность при $T=300K$. В этом смысле интересны работы [6,7], в которых образцы n и p -типа облучались при 300К. В образцах n -типа концентрация p незначительно уменьшалось, а проводимость оставалась почти постоянной, тогда как в образцах p -типа происходило изменение типа проводимости σ , и в зависимости от дозы \bar{e} -облучения она проходила через минимум. Авторы [6,7], анализируя полученные результаты, заключают, что электронное облучение при 300К независимо от исходного типа проводимости приводит к преимущественному возникновению новых донорных центров в кристаллах КРТ. В [8] исследовано влияние электронного облучения на свойства МОП-структуры. Более подробные исследования проведены в [9-15].

Из приведённого краткого обзора можно заключить, что к началу наших исследований изучение влияния электронного облучения на кинетические явления КРТ носило эпизодический характер. Были рассмотрены только коэффициенты электропроводности и холла, в основном, при 300К и в определённом значении магнитного поля и дозы облучения для ограниченного состава и концентраций.

При этом допускались методические недостатки. В частности, многие авторы по данным σ и R при одном определённом значении магнитного поля рассуждают о смене знака проводимости, влияния облучения на подвижность, подразумеваемая при этом произведение $R\sigma$, как подвижность и т.д. Как известно, в проводимости КРТ почти всегда одновременно принимают участие электроны и дырки, поэтому зависимости $R(H)$, $\sigma(H)$ и других коэффициентов имеют сложный вид. Смена знака R при каком-то значении H не означает смены типа проводимости и $R \cdot \sigma$ не всегда является подвижностью одного из носителей заряда.

При интерпретации полученных результатов не принимались во внимание особенности зонной структуры кристаллов, состояния примесных уровней в них. Это часто приводило к ошибочным выводам. Например, в отдельных работах делаются выводы, что электронное облучение приводит к росту акцепторных центров, уменьшает или не оказывает влияние на подвижность и т.д.

С целью устранения перечисленных пробелов была поставлена задача провести комплексное исследование влияния электронного облучения на электрические, гальваномагнитные и термомагнитные свойства КРТ различных составов и концентраций носителей заряда в широком интервале температур и магнитных полей, а также изучить роль электронного РД и возможность практического использования электронной обработки.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ)

Изучая влияние температуры, магнитного поля и действие ионизирующего излучения на гальваномагнитные эффекты в КРТ, можно получить исчерпывающие сведения об изменении концентраций, подвижности, механизмов рассеивания и др.

Рассмотрим влияние \bar{e} -облучения с энергией 3,5 МэВ, интегральным потоком до $\Phi = 1,46 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ на R образцов КРТ составов $x=0; 0,10; 0,12; 0,15; 0,20; 0,25$ в интервале температур $4,2 \div 300 \text{ К}$ в магнитных полях $0 \leq H \leq 22 \text{ кЭ}$.

На Рис.1 представлены характерные кривые зависимости $R(H, T, \Phi)$ для образцов $x=0,12$. Как видно, облучение приводит к значительному изменению рассматриваемых коэффициентов, причем действие облучения наиболее эффективно при низких T и слабых H . Из кривых $R(H)$ видно, что во всём исследованном интервале T облучение приводит к возрастанию R_x . По мере возрастания дозы облучения точка инверсии знака R смещается в сторону более высоких значений H . Согласно выражению [1], возрастание величины поля инверсии знака $R(H_0)$ должно быть связано либо с уменьшением подвижности и концентрации дырок, либо с увеличением концентрации и подвижности электронов.

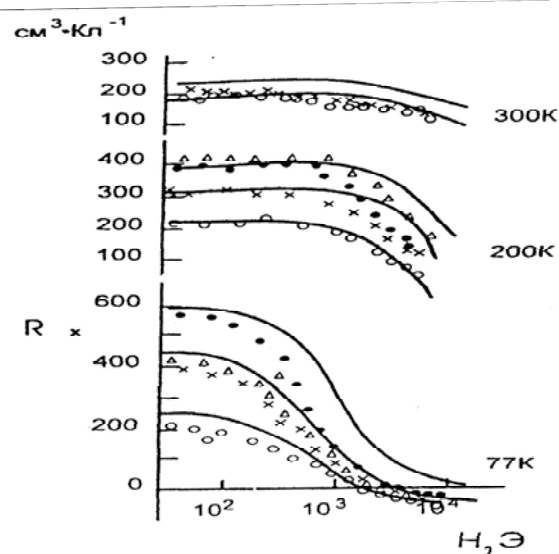


Рис. 1.

Полевые зависимости коэффициента Холла для образца $Cd_{0,12}Hg_{0,88}Te$.

Сплошные линии – расчетные, \circ - $\Phi=0$; \bullet - $\Phi=5,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$; Δ - $\Phi=1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, \times - $D=10^{10} \text{ рад}$

Поскольку в двухзонной модели влияние n на R наиболее существенно, то рост H_0 обусловлен, в основном, возрастанием n . Согласно теории в произвольном магнитном поле $R(H)$ имеет вид:

$$eR(H) = \frac{\frac{p\mu_p^2}{1+\tau_p^2} - \frac{n\mu_n^2}{1+\tau_n^2}}{\left(\frac{p\mu_p}{1+\tau_p^2} + \frac{n\mu_n}{1+\tau_n^2}\right)\left(\frac{p\mu_p\tau_p}{1+\tau_p^2} - \frac{n\mu_n\tau_n}{1+\tau_n^2}\right)^2}, \quad (1)$$

где $\tau_i = \mu_i H; i = p, n$.

При $\beta = \frac{\mu_p}{\mu_n} \ll 1$ и не слишком большом значении p/n должна наблюдаться сильная

зависимость R от H . Анализ температурных зависимостей $R(T)$ показывает, что при сильных и слабых полях $R(T)$ отличаются как количественно, так и качественно. Значения R при $H=8,7\text{кЭ}$ с уменьшением T монотонно убывают и при $T=80\text{К}$ происходит инверсия знака R . По мере ослабления H ход $R(T)$ изменяется коренным образом. При $H=1,5\text{кЭ}$ до 200К с уменьшением T R растёт, проходит через максимум, и с дальнейшим понижением T до 77К значение R уменьшается.

В слабых полях ($H=60\text{Э}$) характер кривых $R(T)$ до и после облучения сильно различается: до облучения имеется слабый максимум, по мере облучения исчезает и наблюдается монотонный рост R с T . Положение максимума и величина R изменяются в зависимости от H . С ростом H максимум смещается в сторону высоких T и величина его уменьшается.

Возрастание максимума $R(T)$ связано с конкурирующим действием электронов и дырок. В слабых полях в R главную роль играют электроны, при высоких H -дырки, что приводит к сдвигу положения максимума в сторону высоких T , который обуславливает уменьшение величины максимума. При облучении наблюдается сдвиг максимума в сторону низких T и рост его величины. В силу сказанного, наблюдаемый эффект объясняется ростом n при облучении.

Как известно, при смешанной проводимости независимо от формы изоэнергетической поверхности и постоянства времени релаксации, в слабых полях H изменение проводимости $\Delta\rho/\rho_0$ имеет вид $\Delta\rho/\rho_0 \sim H^2$ и оно сильно зависит от значений подвижностей и концентраций каждого из носителей заряда. В случае смешанной проводимости в приближении $\tau = const$ в произвольном H имеем:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\sigma_1\sigma_2(\sigma_1\sigma_1 - \sigma_2R_2)^2}{\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{H} + \sigma_1^2\sigma_2^2(R_1 + R_2)^2}, \quad (2)$$

где $\sigma_1, \sigma_2, R_1, R_2$ - коэффициенты электропроводности и Холла электронов и дырок.

На Рис.2 представлены зависимости $\Delta\rho/\rho_0 \sim H$ при различных T и дозах облучения. Обращает на себя внимание прохождение $\Delta\rho/\rho_0$ через максимум при 200К . Это связано с тем, что $\Delta\rho/\rho_0$ должно приобретать максимальное значение при $n\mu_p^2 \cong n\mu_n^2$. Для представленных образцов КРТ такие условия выполняются именно в районе 200К . Видно, что электронное облучение в интервале $200 \div 300\text{К}$ почти не сказывается на $\Delta\rho/\rho_0$. При гелиевых температурах $\Delta\rho/\rho_0$ возрастает, но наиболее существенное возрастание $\Delta\rho/\rho_0$ происходит при азотных T . Это связано с тем, что электронное облучение приводит к возрастанию n .

На Рис.3 показаны изменения полевых зависимостей $\Delta\rho/\rho_0$ при различных температурах под действием e^- облучения.

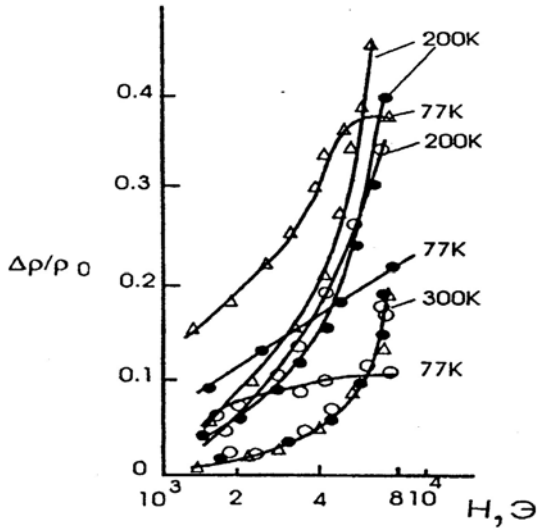


Рис. 2.

Полевые зависимости поперечного магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ образца $\text{Cd}_{0,12}\text{Hg}_{0,88}\text{Te}$ до и после электронного облучения, $\circ-\Phi=0$; $\bullet-\Phi=5,6 \cdot 10^{17} \text{см}^{-2}$; $\Delta-\Phi=1,5 \cdot 10^{18} \text{см}^{-2}$ при различных температурах измерения.

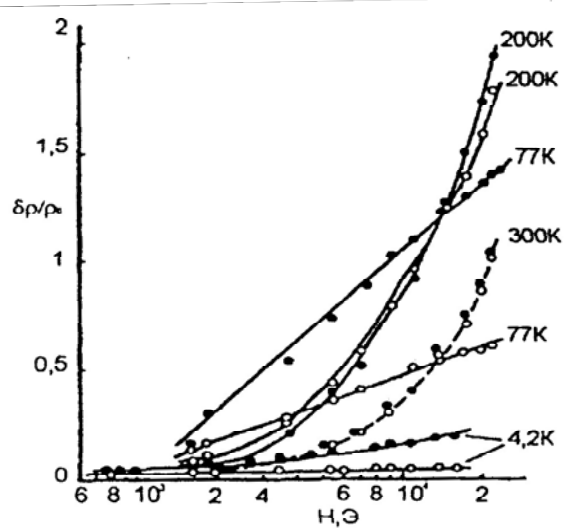


Рис. 3.

Полевые зависимости поперечного магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ образца $\text{Cd}_{0,12}\text{Hg}_{0,88}\text{Te}$ при различных температурах, $\circ-\Phi=0$; $\bullet-\Phi=7,2 \cdot 10^{17} \text{см}^{-2}$.

Из представленных результатов следует, что можно подобрать такой состав КРТ и соотношения n и p , что $\Delta\rho/\rho_0$ приобретает намного большее значение, чем в исследованных кристаллах. Пользуясь высоким значением $\Delta\rho/\rho_0$ и возрастанием его под действием электронного облучения, можно создать различные преобразователи. В частности, скомпенсировав напряжение в нулевом поле, можно создать высокочувствительный датчик магнитного поля.

Важное значение имеет термическая устойчивость РД, стабильность разных кинетических коэффициентов. По изменению наклона зависимостей $R(H)$ установлено, что восстановление значений R у \bar{e} -облученных образцов КРТ происходит при температуре отжига 430К в течение времени до одного часа. При таком режиме изохронного отжига практически ликвидируются РД в образцах КРТ. Подобные результаты были получены и из анализа других кинетических коэффициентов.

Отметим, что до наших исследований отсутствовали количественные данные о влиянии облучения на n , p , μ_n , μ_p . Это довольно сложная задача, поскольку в проводимости одновременно участвуют электроны и дырки.

В [16, 17, 21, 22] мы описали методику определения параметров носителей заряда КРТ. Она была применена здесь для количественного определения n , p и μ_n , μ_p до и после облучения, результаты которых представлены на Рис.4.

С целью проверки достоверности полученных результатов были сопоставлены экспериментальные данные $R(H)$ с теоретическими кривыми, рассчитанными по формуле (1) с привлечением найденных параметров n , p , μ_n , μ_p . На Рис.1 представлены характерные зависимости $R(H)$ в сопоставлении с расчётными кривыми. Видно, что до и после облучения характер кривых $R(H)$ не меняется, в слабых и сильных полях согласие эксперимента с теорией достаточно

хорошее, а в промежуточных наблюдается отклонение. Этот вопрос достаточно подробно анализирован в [16,17], и всё сказанное остаётся в силе и для облучённых образцов.

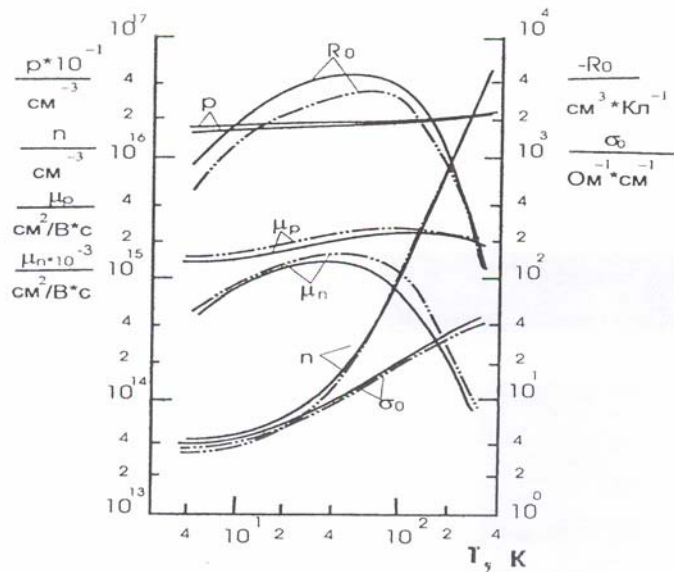


Рис.4.

Температурные зависимости параметров носителей заряда в $Cd_{0,15}Hg_{0,85}Te$.
Пунктирные $-\Phi = 0$; сплошные- $\Phi = 7,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Как видно, облучение приводит к уменьшению подвижности электронов в 1,4 раза, а дырок на 15÷20%. При этом облучение не оказывает влияния на механизм рассеяния.

Наиболее интересным фактом является температурная зависимость концентрации носителей, возникших в результате облучения. Этот вопрос в литературе не обсуждался, но он является наиболее привлекательным. Казалось, если облучение приводит к возрастанию концентрации электронов (при $T \geq 200\text{K}$ $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$), то и с понижением T они не должны уменьшаться, поскольку донорные примеси в бесщелевом состоянии КРТ ионизированы при самых низких температурах [18-20], следовательно концентрация электронов при 4,2К до и после облучения должна была сильно возрастать. Однако, на практике отношение концентраций электронов в широком интервале T остаётся постоянным. Этот факт объясняется бесщелевым состоянием $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x=0,12$ и $0,15$) при низких T . Известно, что в бесщелевом и узкощелевом состояниях КРТ акцепторные уровни входят в зону проводимости. В работах [18-20], анализируя постоянство $n(T)$ при низких T , была предложена модель, согласно которой, начиная с самых низких T , ионизирующиеся электроны локализуются на акцепторных уровнях, концентрация которых на много превышает концентрацию равновесных электронов. Из наших данных следует, что этот процесс происходит и с наведёнными (в результате облучения) электронами

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ТЕРМО-ЭДС И ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Известно, что в термо-эдс и термомагнитных явлениях определяющими факторами являются концентрация и подвижность электронов. Приведенные на Рис.1-4 результаты показали, что электронное облучение кристаллов КРТ приводит к увеличению концентрации электронов и некоторому уменьшению подвижности.

Поэтому изучение влияния $\bar{\epsilon}$ -облучения на термоэлектрические и термомагнитные явления может дать дополнительную информацию о природе электроактивных дефектов, возникающих в процессе облучения. С этой целью было проведено исследование влияния $\bar{\epsilon}$ -облучения на термо-эдс, магнитотермоэдс и поперечный термомагнитный эффект Н-Э в кристаллах КРТ в интервале температур $4,2 \div 300\text{K}$ и в магнитных полях $0 \leq H \leq 22\text{кЭ}$.

На Рис.5 представлены характерные зависимости α (Т) до и после облучения для образца с $x=0,12$. Как видно, в области, где $\alpha > 0$ облучение уменьшает величину α , а в области, где $\alpha < 0$, приводит к росту величины $|\alpha|$. При этом при облучении знак инверсии термо-эдс смещается в область низких температур. В образцах с $x=0,15$ в том же направлении смещается и положение максимума на зависимости $\alpha(T)$. Эти результаты, наряду с данными о гальваномагнитных свойствах, подтверждают вывод об увеличении концентрации электронов при облучении.

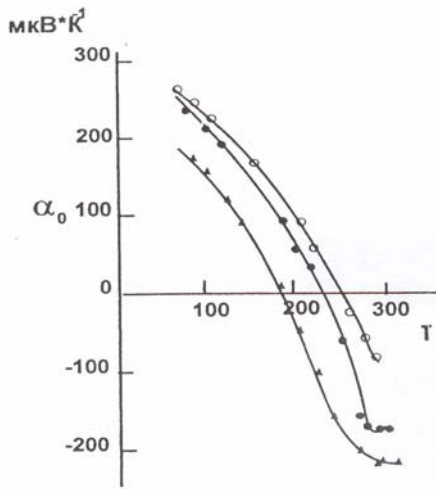


Рис.5.

Температурные зависимости термоэдс α_0 образца $\text{Cd}_{0,12}\text{Hg}_{0,88}\text{Te}$.
 \circ - $\Phi=0$, \bullet - $\Phi=5,6 \cdot 10^{17} \text{см}^{-2}$, Δ - $\Phi=1,5 \cdot 10^{18} \text{см}^{-2}$.

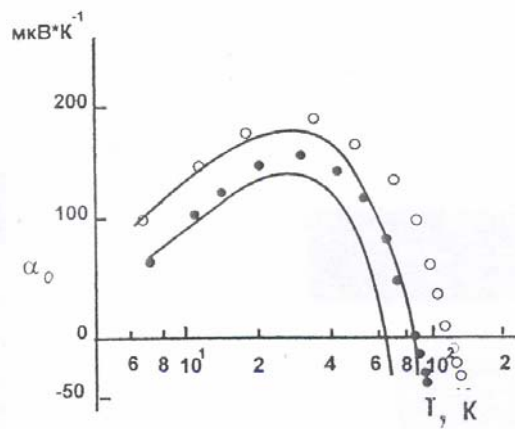


Рис.6.

Температурные зависимости термоэдс образца $\text{Cd}_{0,15}\text{Hg}_{0,85}\text{Te}$.
 Сплошные линии - расчётные, \circ - $\Phi=0$, \bullet - $\Phi=5,6 \cdot 10^{17} \text{см}^{-2}$.

Для количественного анализа термоэдс необходимо знать температурные зависимости параметров носителей заряда. В предыдущем параграфе были определены эти параметры, которые и привлекаются для анализа данных $\alpha(T, \Phi)$. На Рис.6 сплошными линиями представлены расчёты $\alpha(T)$, произведённые согласно двухзонной модели. Видно, что расчётные кривые удовлетворительно описывают экспериментальные данные: при облучении наблюдается уменьшение α_0 и смещение положений максимума и точки инверсии знака α_0 . Заметное отклонение расчётных данных от эксперимента при $T > 50\text{K}$ связано с бесцелевым состоянием зонной структуры $\text{Cd}_{0,15}\text{Hg}_{0,85}\text{Te}$, при котором непараболичность зоны проводимости сильно усиливается ($\beta \geq 1$), что приводит к росту погрешности определения зонных параметров (ϵ_g, m^*, η) и соответствующих интегралов Ферми. Как показали расчёты, до облучения при низких T ($T < 25\text{K}$), несмотря на то, что $\alpha_n > \alpha_p$, в термоэдс преобладают дырки. С ростом T (начиная с $4,2\text{K}$) α_n , α_p и σ_n возрастают, причём рост $|\alpha_p|$ опережает $|\alpha_n|$. Сильный рост $\alpha_p(T)$ связан с постоянством $\rho(T)$. При выполнении условия $\alpha_n = \alpha_p$ (при 25K) $\alpha(T)$ проходит через максимум. Дальнейшее уменьшение $\alpha(T)$ (несмотря на то, что $\alpha_p > \alpha_n$) обусловлено сильным ростом σ_n и σ_p . Увеличение n с облучением приводит к уменьшению α_n ,

но возрастанию σ_n и σ_o . Это не только компенсирует уменьшение α_n , но также уменьшает и α_p . Условие $\alpha_n \approx \alpha_p$ выполняется уже при $T \approx 18\text{K}$, что объясняет сдвиг положения максимума $\alpha(T)$ в области низких T . Возрастание $\sigma_n(T)$ с облучением обуславливает также смещение точки инверсии знака α к низким T .

Интерес представляет поведение полевых зависимостей магнитотермоэдс $\alpha(H)$, измерённых при различных температурах. Исследования показали что, при комнатной температуре облучение приводит к возрастанию $\alpha(H)$ во всём интервале H (причём $\alpha(H) < 0$). При 200K до облучения $\alpha(H) > 0$, облучение до дозы $\Phi = 5,6 \cdot 10^{17} \text{см}^{-2}$ уменьшает величину магнитотермоэдс, а с увеличением дозы до $\Phi = 1,46 \cdot 10^{18} \text{см}^{-2}$ приводит к смене знака $\alpha(H)$ в слабых полях ($H < 2\text{кЭ}$). При $H > 2\text{кЭ}$ $\alpha(H) > 0$, но величина магнитотермоэдс меньше исходной. Характер изменения магнитотермоэдс в области $T \geq 200\text{K}$ качественно объясняется возрастанием n (следовательно σ_n и σ_o) при облучении. На первый взгляд при облучении до $\Phi = 5,6 \cdot 10^{17} \text{см}^{-2}$ трудно объяснить ход $\alpha(H)$ при $T = 100\text{K}$. В слабых полях ($H \leq 1,5\text{кЭ}$) значение магнитотермоэдс меньше исходного, что соответствует поведению $\alpha(H)$ при высоких T , но при $H > 1,5\text{кЭ}$ значение $\alpha(H)$ превышает величину $\alpha(H)$ до облучения. После облучения до $\Phi = 1,46 \cdot 10^{18} \text{см}^{-2}$ величина $\alpha(H)$ уменьшается во всём интервале H .

Таким образом, из выше изложенного следует что:

-действие \bar{e} -облучения на кинетические коэффициенты наиболее эффективно проявляется при слабых магнитных полях и низких температурах.

-интерпретация полученных результатов в рамках теории двухзонной модели позволила заключить, что электронное облучение кристаллов КРТ приводит к возрастанию концентрации электронов. Полагается, что источником наведённых электронов является РД донорного типа на основе вакансий теллура.

-облучение до $\Phi = 1,46 \cdot 10^{18} \text{см}^{-2}$ практически не влияет на механизм рассеяния. Установлено, что отношение концентраций электронов до и после облучения от температуры почти не зависит. Это объясняется их высокой концентрацией по сравнению с концентрацией акцепторов, что приводит к локализации наведённых электронов на акцепторных состояниях.

-отжиг в течении одного часа при $T = 430\text{K}$ практически ликвидирует образовавшиеся радиационные дефекты.

1. Ф.А.Зайтов, В.В.Аксенов, *Тезисы Всесоюзного совещания по физике и химии соединений A^2, B^6 , Киев*, (1969) 34.
2. J. John Melngailis, L. Ryan Lean and C. Harman Thedora, *J. Appl. Phys.*, **44** (1973) 2647.
3. Ю.В.Лиленко, Л.Н.Лимаренко, М.В.Коликовский, *В сб. Полупроводники с узкой запрещённой зоной и полуметаллы, Львов*, (1975) 59.
4. С.Е.Маллон, J.A.Naber, J.F.Colwell, *IEEE Tr. Nucl. Sci.*, **20** (1973) 2149.
5. А.В.Войцеховский, В.П.Волошин, М.Б.Гильман, А.Г.Кохоненко, *Радиационная физика узкозонных полупроводников*, Алматы, "Гылым", (1998) 163. В.Н.Брудный, А.В.Войцеховский, З.Г.Гречух, и др., *ФТП*, **11** (1977) 1540.
6. А.В.Войцеховский, А.П.Коханенко, М.Ф.Филиппов и др., "Физико-химические процессы в неорганических материалах" (ФХП-9), материалы межд. конф., Кем.ГУ, Кемерово, **2** (2004) 380.
7. F.D.Shepherd, Jr. *IEEE Trans, Nucl Sci.*, **B.21** (1974) 34.
8. Ф.А.Зайтов, Г.Ю.Андерсон, А.А.Другова, "Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах", *Тез. докл. Всесоюзного сем. Баку*, (1980) 87.

9. Г.Ю.Андерсон, Ф.А.Зайтов, "Радиационная физика полупроводников и родственных материалов", Тез. док. Всесозной конф, Ташкент, (1984) 41.
10. З.Ф.Агаев, Д.Г.Араслы, С.А.Алиев, Проблемы энергетики, №3 (2003) 57.
11. Ф.А.Зайтов, О.В.Мухина, А.Я.Полякова, Неорг. Материалы, **13** (1977) 1922.
12. И.Н.Дехтияр, М.И.Дехтияр, В.В.Дякин и др., ФТП, **18** (1984) 1970.
13. А.В.Войцеховский, Ф.А.Зайтов, А.Н.Коханенко и др., ФТП, **15** (1981) 1606.
14. А.В.Войцеховский, А.П.Коханенко, "Радиационная физика и химия неорганических материалов", Труды 12 Межд. конф., ТПУ, Томск, (2003) 584.
15. С.А.Алиев, Г.Т.Гаджиев, Э.И.Зульфигаров, Р.И.Селимзаде, "Радиационная физика полупроводников и родственных материалов", Тезисы докл. Всесозн. Конф., Ташкент, (1984) 66.
16. Э.И.Зульфигаров, С.А.Алиев, Г.Т.Гаджиев, Э.Т.Мамедов, С.А.Зейналов, Актуальные проблемы радиационных исследований, Баку, (1991) 29.
17. С.Т.Еlliот, J.Z.Spain, Sol State Comm., **В. 24** (1970) 2063.
18. С.Т.Еlliот, J.Melngailis, Т.С.Нarman, J.A.Kofalas, W.C.Vernan, Phys.Rev., **В5** (1972) 2985.
19. Б.Л.Гельмонт, М.И.Дьяконов, ЖЭТФ, **62** (1972) 713.
20. Б.М.Аскеров, Кинетические эффекты в полупроводниках. Наука, Л., (1970) 303.
21. E.I.Zulfigarov, Fizika, **9** №3,4 (2003) 50.

ELEKTRON SÜALANMASININ Cd_xHg_{1-x}Te MONOKRİSTALLARINDA KINETİK EFFEKTİLERƏ TƏSİRİ

E.İ.ZÜLFİQAROV, S.A.ƏLİYEV

İsdə \bar{e} -şüalanmasının Cd_xHg_{1-x}Te monokristallarının (0≤x≤0,25) geniş temperatur (4,2÷300K) diapazonunda və maqnit sahəsində (60≤H≤22kE) qalvano-termomaqnit xassələrinə təsiri öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, \bar{e} -şüalarının Holl effektinə daha çox təsiri maqnit sahəsinin kiçik qiymətlərində və aşağı temperaturlarda müşahidə edilir. $\sigma(T)$, $R(T,H)$ asılılıqlarının nəticələrinin ikizonalı nəzəriyyə ilə müqayisəsi nəticəsində \bar{e} -şüalanmasının yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və yürüklüyünün təsiri kəmiyyətcə qiymətləndirilmiş və belə qənaətə gəlinmişdir ki, KRT kristallarında şüalanma donor tipli Te vakansiyalarının hesabına elektronların sayı artır. Müəyyən edilmişdir ki, temperaturun T<40K qiymətlərində Cd_xHg_{1-x}Te (x≤0,15) kristallarında keçirici zonadakı akseptor mərkəzlərinin konsentrasiyası donor mərkəzlərinin konsentrasiyasından xeyli çoxdur. Akseptor səviyələr həm ionlaşdırıcı elektronlar üçün, həm də şüalanmadan yaranan elektronlar üçün tələ rolunu oynayır.

INFLUENCE OF E-RADIATION TO KINETICS EFFECTS IN Cd_xHg_{1-x}Te

E.J.ZULFUGAROV, S.A.ALIEV

Influence of electron beam irradiation on galvano-tehmomagnetic properties in monocrystals Cd_xHg_{1-x}Te (0≤x≤0,25) in the wide range of temperatures (4,2÷300K) and magnetic fields (60≤H≤22.000oers.) have been analyzed.

It was shown that action of irradiation on Hall effects was most essential at weak fields and low T. Comparison of results $\sigma(T)$, $R(T,H)$ with the two – zoned theory has to reveal quantitatively influence of an irradiation concentration and mobility of carriers of a charge and to conclude, that the electron beam irradiation of CMT crystals leads to increase of electron concentration, caused by vacancies of tellurian with donor type. It was established that Cd_xHg_{1-x}Te (with x=0,12÷0,15) can be used as sensitive elements in termomagnetic receivers of IR irradiation. It was established that at T<40K in Cd_xHg_{1-x}Te (x≤0,15) concentration of acceptor centers which were included in a conductivity zone, greater more that concentration of donors.

The acceptor levels play role of traps for both – for ionizing electrons and for electrons induced by irradiation.

Редактор: М.Алиев