

ВЛИЯНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПОТЕНЦИАЛА НА ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ПОЛУИЗОЛИРУЮЩИХ КРИСТАЛЛАХ CdTe<Cl>

Агринская Н. В., Аркадьева Е. Н., Терентьев А. И.

В полуизолирующих кристаллах CdTe исследованы эффект Холла, поперечное магнитосопротивление в зависимости от температуры и интенсивности освещения. Анализ полученных результатов проводился в рамках модели смешанной проводимости и модели неоднородного полупроводника с крупномасштабным потенциальным рельефом (КПР). Показано, что резкий рост холловской подвижности в узком интервале температур вблизи комнатной, наблюдаемый в образцах *n*-типа, можно объяснить, используя модель неоднородного полупроводника; при этом амплитуда КПР изменяется с температурой из-за резкого возрастания концентрации экранирующих носителей. Большое разнообразие температурных зависимостей холловской подвижности в полуизолирующих кристаллах объясняется различными амплитудой КПР и картиной заполнения глубоких уровней.

Полуизолирующие полупроводниковые кристаллы, такие как GaAs и CdTe, широко используются в качестве детекторов различного рода излучений и подложек для эпитаксиальных структур. Однако в настоящее время нет модели, которая объясняла бы весь комплекс электрических и гальваномагнитных явлений в этих полупроводниках. Это вызывает затруднения при определении основных параметров материала (истинной концентрации и подвижности носителей). Значения холловской подвижности (μ_H) часто оказываются сильно заниженными по сравнению с теоретической величиной. Для объяснения гальваномагнитных характеристик GaAs обычно применяется модель однородного полупроводника со смешанной *n*- и *p*-типа проводимостью [1]. При этом, в принципе, удается объяснить низкие значения μ_H , однако произведение найденных из эксперимента концентраций электронов (*n*) и дырок (*p*) *np* составляет $1.5-10n_i^2$ (n_i — расчетная концентрация собственных носителей), т. е. этот подход оказывается несомогласованным. Последовательного объяснения указанного расхождения не проводилось. Обычно ограничивались ссылкой на возможное влияние поверхностной проводимости, долгоживущих неравновесных носителей и пр. [1]. Очевидно, что неравенство $np > n_i^2$ соответствует эффективному сужению запрещенной зоны E_g . Известно, что такое сужение может быть следствием существования крупномасштабных флуктуаций потенциала. Действительно, в этом случае носители, принимающие участие в проводимости, термически возбуждаются до электронного и дырочного уровней протекания E_n , E_p , расстояние между которыми $E_n - E_p < E_g$. Таким образом, наблюдаемое в эксперименте неравенство $np > n_i^2$ свидетельствует в пользу существования крупномасштабного потенциального рельефа (КПР), который может оказаться заметным в полуизолирующих полупроводниках из-за большой степени компенсации. В свою очередь, этот фактор может объяснить как низкие значения μ_H , так и ее сильную температурную зависимость.

Если средняя амплитуда КПР $\gamma > kT$ — тепловой энергии носителей, а масштаб потенциала $l > a$ — длины свободного пробега ($a \approx 10^{-6}$ см в CdTe при 300 К), то для описания электрических свойств может быть использована теория протекания [2]. В полуизолирующем образце можно выделить три области с различной проводимостью: I — сетка с электронной проводимостью,

II — сетка с дырочной проводимостью, III — диэлектрик, причем проводимость меняется с координатой непрерывно. Концентрации электронов и дырок в зонах определяются положением уровня Ферми (E_F) относительно краев зон в каждой точке пространства:

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right), \quad p_0 = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right). \quad (1)$$

В проводимости принимают участие электроны и дырки, находящиеся на уровне протекания:

$$n_p = n_0 \exp\left(-\frac{E_n - E_c}{kT}\right), \quad p_p = p_0 \exp\left(-\frac{E_v - E_p}{kT}\right); \quad (2)$$

при этом $(E_n - E_c) \approx (E_v - E_p)$, поскольку флуктуации зон симметричны. Доли объема, занятые электронным и дырочным проводящими кластерами, сравнимы и каждая из них составляет ~ 0.17 от всего объема кристалла [2]. Проводимость σ полностью определяется носителями, находящимися на уровне протекания:

$$\sigma = e n_p \mu_n + e p_p \mu_p. \quad (3)$$

Физическая картина, описывающая проводимость в системах с КНР, является сравнительно простой. Вопрос об эффекте Холла потребовал более тонкого анализа. В ряде экспериментов было обнаружено, что эффективная концентрация носителей, дающая вклад в постоянную Холла, превышает n_p , поэтому μ_x всегда меньше истинной (μ_0) и с понижением температуры падает более круто, чем μ_0 . Такое поведение объяснено в работе [3], где показано, что μ_x является степенной функцией температуры:

$$\mu_x \approx \mu_0 (kT/\gamma)^m, \quad m = 2 \div 4. \quad (4)$$

Цель настоящей работы — при исследовании явлений переноса в полупроводящих кристаллах CdTe показать, что их удается описать с помощью представлений о наличии КНР. На важность учета КНР в этом материале уже указывалось авторами в работе [4], где исследовались вольтамперные характеристики и частотная зависимость проводимости.

Полупроводящие кристаллы выращивались методом горизонтальной направленной кристаллизации под управляемым давлением пара Cd при легировании Cl. Исследованы зависимости постоянной Холла (R_x), σ и поперечного магнитосопротивления от температуры и интенсивности освещения. Напряжения, приложенные к образцам, не превышало 3 В/см, магнитное поле было ≤ 10 кГс. Образцы считались p -типа, если знак эффекта Холла был положительным. В полупроводителе это может иметь место, если $p/n > (\mu_n/\mu_p)^2$. Поскольку при $T \geq 300$ К подвижность в CdTe определяется рассеянием на оптических фононах, $\mu_n = 10^3$, $\mu_p = 10^2$ см²/В·с, а отношение $b = \mu_n/\mu_p = 10$, т. е. в кристаллах p -типа превалирует проводимость по дырочному кластеру, а величины R_x и μ_x отражают концентрацию дырок и их подвижность. В большинстве кристаллов $p \approx 10^7 \div 10^8$ см⁻³, $\mu_x \approx 40 \div 80$ см²/В·с, зависимость $\mu_x(T)$ при $T > 300$ К близка к теоретической для рассеяния на оптических фононах. Из сказанного следует, что амплитуда КНР в кристаллах p -типа была незначительной ($\gamma \leq kT$), а занижение μ_x может быть описано в рамках модели эффективной среды [5].

Расчет концентраций n и p для образца 1 (рис. 1) в рамках модели смешанной проводимости

T, K	$R_x \cdot 10^8, \text{ см}^2/\text{Кл}$	$\sigma \cdot 10^7, \text{ Ом} \cdot \text{ см}$	$\mu_x, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{ с}$	$n \cdot 10^{-8}, \text{ см}^{-3}$	$p \cdot 10^{-10}, \text{ см}^{-3}$	$(np)^{1/2}, \text{ см}^{-3}$	$n_i, \text{ см}^{-3}$
296	3.1	0.78	24	0.55	0.43	$4.8 \cdot 10^8$	$4.5 \cdot 10^6$
315	1.1	7.2	79	7.3	3.8	$5.3 \cdot 10^9$	$3.3 \cdot 10^6$
322	0.68	20.6	146	29	10	$1.7 \cdot 10^{10}$	$6.5 \cdot 10^6$
332	0.41	49	201	84	22	$4.3 \cdot 10^{10}$	$1.6 \cdot 10^7$
345	0.13	220	286	480	130	$2.5 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^7$

Образцы с отрицательным знаком эффекта Холла будем в дальнейшем называть образцами n -типа, хотя здесь отношение $(p/n) \leq 100$ и дырочная проводимость может быть сравнимой по величине с электронной, т. е. может осуществляться режим смешанной проводимости. На рис. 1 приведены зависимости $\mu_x(T)$ для нескольких образцов n -типа. В большинстве образцов μ_x при 300 К оказывается гораздо ниже теоретического значения ($\mu_n = 10^3$ см²/В·с); далее с ростом температуры μ_x в образцах 1—3 резко возрастает; если этот рост аппроксимировать степенной зависимостью (4), то показатель степени m меняется от 3 до 10 в различных образцах. Далее мы проанализировали данные для образца 1 с наиболее низким значением μ_x ($\mu_x = 24$ см²/В·с при 300 К). Вначале мы произвели расчет, используя модель однородного полупроводника со смешанной проводимостью; соответствующие результаты приведены в таблице. Расчет производили по формулам

$$\sigma = e \mu_p (bn + p), \quad R_x = \frac{1}{e} \frac{p - b^2 n}{(p + bn)^2}. \quad (5)$$

Для каждой температуры получены концентрации n и p , при этом произведение np оказалось больше, чем n_i^2 , на 5—6 порядков, а отношение np/n_i^2 почти не

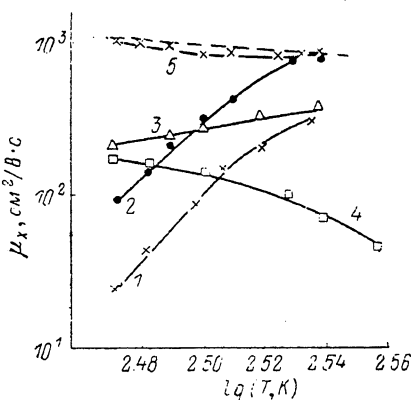


Рис. 1. Температурные зависимости подвижности электронов (μ_x).

1—4 соответствуют 4 образцам n -типа; 5 — зависимость μ_n , полученная из измерений $\Delta\rho/\rho$ (образец 1); штриховая линия — теоретическая зависимость $\mu_0(T)$.

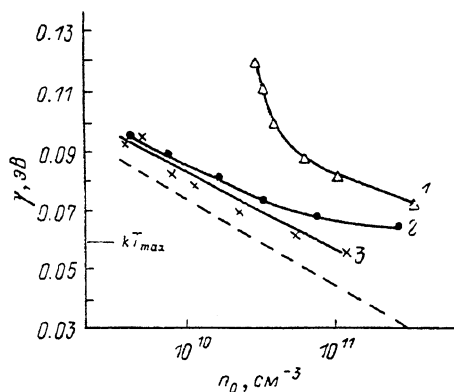


Рис. 2. Зависимость амплитуды КИП (γ) от концентрации электронов (n_0) для образца 1. m : 1 — 2, 2 — 3 (в темноте), 3 — 3 (при освещении); штриховая линия — теоретическая зависимость $\gamma(n_0)$.

менялось с ростом температуры. Все это свидетельствует о неприменимости данной модели для нашего случая. Сильное занижение μ_x при смешанной проводимости может наблюдаться достаточно редко, когда выполняется условие $p \approx 100n$, и нам кажется маловероятным, чтобы это условие соблюдалось для многих образцов в заметном интервале температур.

Далее мы рассмотрим полученные результаты в рамках модели неоднородного полупроводника, предполагая, что проводимость осуществляется в основном по электронному кластеру в силу отрицательного знака эффекта Холла и большой величины b . Поскольку в неоднородном полупроводнике магнитное поле не меняет геометрии токовых каналов, величина относительного поперечного магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ должна отражать истинную подвижность электронов (μ_n); она может быть экспериментально получена из значений $\Delta\rho/\rho$ в области низких магнитных полей (B):

$$\Delta\rho/\rho = \beta (\mu_n B/c)^2, \quad (6)$$

где β — коэффициент магнитосопротивления ($\beta = 0.1$ для однородного кристалла при рассеянии на оптических фононах). В случае неоднородного полупроводника для этого же механизма рассеяния β увеличивается до 0.5 [6]. Как показано на рис. 1, величина и температурная зависимость $\mu_n(T)$, полученные из (6) при $\beta = 0.5$, близки к теоретическим для образца 1. Такое сильное различие

в поведении с температурой $\Delta\rho/\rho$ и μ_x может быть объяснено только неоднородностями протекания тока в образце, т. е. наличием КПР. Как было показано в работе [3], в образцах с КПР ЭДС Холла определяется в основном отдельными узлами, находящимися в полосе энергий $\approx kT$ вблизи уровня протекания. Концентрация носителей тока в таких узлах равна концентрации n_p , однако вероятность существования узлов достаточно мала и степенным образом зависит от T . Поэтому R_x и μ_x будут зависеть от T степенным образом [см. (4)]. В образцах 1 и 2 зависимость $\mu_x(T)$ оказывается более резкой, чем предсказанная выражением (4), где $\gamma = \text{const}$. Такое поведение может иметь место, если значение γ уменьшается с ростом T за счет экспоненциального увеличения концентрации экранирующих носителей. Отметим, что строгий анализ зависимости $\mu_x(T)$ требует точного знания $\mu_0(T)$. Преимущество рассматриваемого здесь случая заключается в том, что в приведенном интервале температур μ_0 слабо меняется с T и с концентрацией примесей. Кроме того, $\mu_0(T)$ оказывается несущественной на фоне сильной зависимости $\gamma(T)$. Как указывалось в работе [7], экранировать случайный потенциал могут не только свободные носители, но и носители, находящиеся на глубоких уровнях вблизи уровня Ферми (n_s). Вклад в экранирование последних будет температурно независимым, если $n_s \gg n_0$. Такая ситуация, по-видимому, имеет место для образцов со слабой зависимостью $\mu_x(T)$ (образец 3 на рис. 1 и образцы p -типа). Однако наблюдаемая в образцах 1 и 2 почти экспоненциальная зависимость $\mu_x(T)$ свидетельствует о том, что основной вклад в экранирование дают свободные носители. Это может произойти, если все уровни в запрещенной зоне (в том числе глубокие) закомпенсированы с большой степенью точности. В окрестности уровня Ферми имеются два преимущественных глубоких уровня, один из которых очень слабо заполнен электронами $n_s \leq n_0$, другой уровень заполнен электронами полностью; наблюдаемая при этом проводимость будет носить квазисобственный характер. К такой картине заполнения глубоких уровней приводит анализ температурных зависимостей проводимости в полупроводниках CdTe [8]. Для образца 1 мы построили зависимость $\gamma(n_0)$, используя экспериментальные значения μ_x при разных T , принимая $\mu_n = 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, при двух показателях степени $m=2, 3$. Зная величину γ , концентрацию n_0 можно определить из значений σ , используя (2), (3) и считая, что $E_n - E_c = 0.67\gamma$ [2].

В случае нелинейного экранирования, характерного для компенсированных полупроводников, зависимость $\gamma(n_0)$ должна иметь вид

$$\gamma = e^2 N^{2/3} / \kappa n_0^{1/3}, \quad (7)$$

где N — концентрация заряженных примесей, κ — диэлектрическая проницаемость. Как видно из рис. 2, наилучшее согласие с этим выражением получается для $m=3$. Величина $\gamma \sim 0.088 \text{ эВ}$ найдена для образца 1 при 300 К, с ростом T она уменьшается до 0.04 эВ.

Некоторым подтверждением предложенной модели могло бы быть совпадение зависимости $\gamma(n_0)$, полученной из температурных измерений, с $\gamma(n_0)$, полученной при постоянной $T=300 \text{ К}$, где n_0 меняется с помощью освещения. Образец освещался лампой накаливания через CdTe-фильтр для обеспечения однородности генерации по толщине образца. Измерялись R_x и σ в зависимости от интенсивности освещения. Величины γ и n_0 находились тем же способом, что и при температурных измерениях. Полученная зависимость $\gamma(n_0)$ приведена на рис. 2. Видно, что она достаточно хорошо соответствует выражению (7) и почти совпадает с $\gamma(n_0)$, найденной из температурных измерений. Эти факты свидетельствуют о применимости модели полупроводника со случайным КПР для полупроводящих кристаллов CdTe с низкими значениями μ_x .

Как уже отмечалось, отдельные образцы n - и p -типа имеют $\mu_x(T)$, либо близкие к теоретическим, либо пропорциональные T^m , где $m=2 \div 3$. Согласно работе [9], это указывает на малость амплитуды случайного потенциала и на ее слабую зависимость от температуры и может быть объяснено меньшей концентрацией заряженных примесей в этих кристаллах или большей концентрацией экранирующих носителей, расположенных на глубоких уровнях. В образце 4 (рис. 1) наблюдалось падение μ_x с ростом температуры. Расчет, произведенный для этого образца в рамках модели смешанной проводимости, дает $n\rho/n_s^2 \approx$

$\approx 2 \div 8$, т. е. амплитуда КПР мала, и основной вклад в зависимость вносит смешанная проводимость.

Таким образом, проведенные в полуизолирующих кристаллах CdTe исследования гальваномагнитных явлений показали, что заниженные значения μ_H и большое разнообразие зависимостей $\mu_H(T)$ в различных образцах объясняются наличием КПР с разными амплитудой и картиной заполнения глубоких уровней.

Авторы выражают признательность А. Я. Шик и В. Г. Карпову за полезное обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Look D. C. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 12. P. 5141—5148.
- [2] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [3] Карпов В. Г., Шик А. Я., Шкловский Б. И. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 8. С. 1406—1410.
- [4] Агринская Н. В., Матвеев О. А. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 5. С. 1024—1027.
- [5] Kirkpatrick S. // Rev. Mod. Phys. 1973. V. 45. N 4. P. 574—588.
- [6] Шик А. Я. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 5. С. 872—875.
- [7] Карпов В. Г. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 217—222.
- [8] Petty M. C., Dharmodase I. M., Roberts G. G. // J. Phys. D. 1980. V. 13. N 10. P. 1899—1909.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 27.06.1988
Принята к печати 2.09.1988