

УДК 621.315.592

Методы анализа явлений переноса в HgCdTe при наличии нескольких типов носителей

Н. Н. Берченко^{1,2}, А. И. Елизаров

Представлен анализ результатов исследований узкощелевого твердого раствора HgCdTe с помощью классических кинетических эффектов, которые проводились с момента получения первых образцов этого материала. Показано, что эти исследования позволили не только определить основные параметры носителей заряда, но и судить о структурном совершенстве материала, а также принципиально расширили возможности этих экспериментальных методов, например для анализа полупроводниковых многослойных структур.

PACS: 72.20.Mu, 72.80.Eu, 73.25.+i, 73.63.-b

Ключевые слова: кинетические эффекты, твердый раствор HgCdTe, многослойные структуры, спектр подвижности, QMSA.

Введение

За прошедшие 50 лет всестороннее изучение твердого раствора HgCdTe позволило создать не только целый класс совершенных фотоприемников ИК-диапазона [1], но и значительно углубить понимание некоторых фундаментальных основ физики полупроводников [2, 3]. Конечно, в первую очередь, это касается фотоэлектрических и оптических свойств узкощелевых полупроводников [4], но в не меньшей мере совершенствовались и методы исследования кинетических эффектов в полупроводниках и их интерпретация.

К началу 60-х гг. XX века изучение классических явлений переноса, прежде всего, измерение электропроводности и эффекта Холла, считалось наиболее простым и надежным экспериментальным подходом к определению базовых параметров полупроводников. С самого начала изучения HgCdTe исследования явлений переноса широко использовались для предварительной характеристики выращенных образцов на пригодность в качестве исходного материала для изготовления

фотоэлектрических приборов. И действительно, при концентрации примесных носителей на уровне $\geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ температурные зависимости коэффициента Холла R_H для объемных монокристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0,2$), например, хорошо описывались по аналогии с InSb на основе модели с двумя типами носителей (легкие электроны и тяжелые дырки). На рис. 1, а показаны такие зависимости для образцов n - и p -типа. В области собственной и смешанной проводимости благодаря значительно большей подвижности электронов R_H был отрицательным, причем в силу еще меньшей ширины запрещенной зоны, чем InSb, область смешанной проводимости была значительно шире, чем в InSb. В области примесной проводимости для образцов n -типа деионизация доноров вследствие малой эффективной массы электронов отсутствовала во всем интервале температур и концентраций доноров, в то время как для образцов p -типа деионизация акцепторов наблюдалась при их концентрации, меньшей 10^{17} см^{-3} . В то же время при меньшей концентрации примесных носителей во многих случаях наблюдались аномальные температурные зависимости коэффициента Холла, проявляющиеся, прежде всего, в виде двойной инверсии R_H и выброса на R_H в области перехода от смешанной к примесной проводимости (рис. 1, б).

Для объяснения таких температурных, а также и магнитопольевых зависимостей коэффициента Холла двух типов носителей недостаточно. Для их интерпретации создавались модели с дополнительными носителями, и чаще всего это были тяжелые электроны. Чтобы объяснить их появление, обычно вводились различные модификации зонной структуры HgCdTe, в частности, дополнительный изгиб зоны тяжелых дырок, примесные

Берченко Николай Николаевич, профессор^{1,2}.

¹Национальный университет "Львовская политехника".
Украина, 79012, Львов, ул. Бандеры, 13.
Тел. (+38032) 275-93-38.

²Институт физики Жешувского университета.
Польша, 35-959, Жешув, Аллея Рейтана, 16а.
E-mail: nberchen@univ.rzeszow.pl

Елизаров Александр Иванович, профессор.
Кременчугский государственный политехнический университет им. М. Остроградского.
Украина, 39614, Кременчук, ул. Першотравнева, 20.
Тел. (+38 0536) 71-22-36. E-mail: ai-elizarov@online.ua

Статья поступила в редакцию 26 августа 2010 г.

зоны с различной степенью заполнения и т. п. Наиболее плодотворной была модель примесной акцепторной зоны, перекрывающейся при низких температурах с зоной проводимости. Она может образоваться акцепторными уровнями, отщепленными от валентной зоны и попавшими в непрерывный спектр состояний зоны проводимости, как это происходит в бесщелевом полупроводнике HgTe [5]. Из-за разной симметрии акцепторные термы не смешиваются с состояниями зоны проводимости и при некоторой концентрации акцепторов расщепляются в зону, по которой возможна проводимость дырочного характера. Исследования при высоких гидростатических сжатиях и сверхнизких температурах позволили установить основные параметры этой зоны (плотность состояний, подвижность и концентрацию дырок в этой зоне) [6—8]. Позднее особенности, связанные с примесной зоной, наблюдались при исследованиях гальваномагнитных и термоэлектрических явлений в объемных монокристаллах в эпитаксиальных слоях КРТ [9—11]. Ценную информацию в этом случае дают также исследования фотоэлектромагнитного эффекта [12].

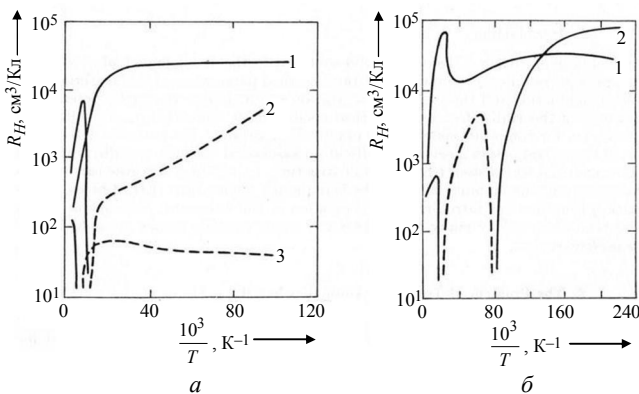


Рис. 1. Сравнение классических (а) и аномальных (б) температурных зависимостей коэффициента Холла R_H в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0,2$).

Для классических R_H : 1 — образец n -типа;
2 — образец p -типа с концентрацией $<10^{17}\text{см}^{-3}$;
3 — образец p -типа с концентрацией $>10^{17}\text{см}^{-3}$.

Аномальные R_H : а — выброс на R_H ; б — двойная инверсия R_H

Однако во многих случаях для объяснения этих "аномалий" необходимо было учитывать эффекты, связанные со сложностью всего ансамбля дефектов как точечных, так и протяженных, в том числе и чисто поверхностных, которые присутствовали в этом твердом растворе и имели различное технологическое происхождение [13]. В данном обзоре мы остановимся на "аномалиях" именно такого происхождения, так как опыт, накопленный при их исследовании, был в дальнейшем использован для анализа различного рода многослойных структур, которые в связи с взрывным развитием изучения квантово-размерных эффектов получили широкое распространение.

Слоистые структуры различного происхождения

Наиболее тривиальной причиной возникновения слоистой структуры может быть недостаточное время отжига образцов p -типа в парах ртути, для того чтобы полностью конвертировать тип проводимости на электронный, определяемый остаточными донорными примесями.

На рис. 2 показаны магнитополевые зависимости коэффициента Холла для образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($1 - x \approx 0,17$; $2 - x \approx 0,12$), отожженных недостаточно длительное время для установления термодинамического равновесия. Их спецификой было то, что хотя R_H для них был отрицательным, увеличение магнитного поля приводило к тому, что коэффициент Холла в них уменьшался, но вместо инверсии наступало его насыщение. Формальная математическая обработка магнитополевой зависимости $R_H(B)$ давала для них два типа электронов — легкие с нормальной для этого состава подвижностью и "тяжелые" с подвижностью около $1000\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Утоньшение образца показало, что его сердцевина оставалась p -типа.

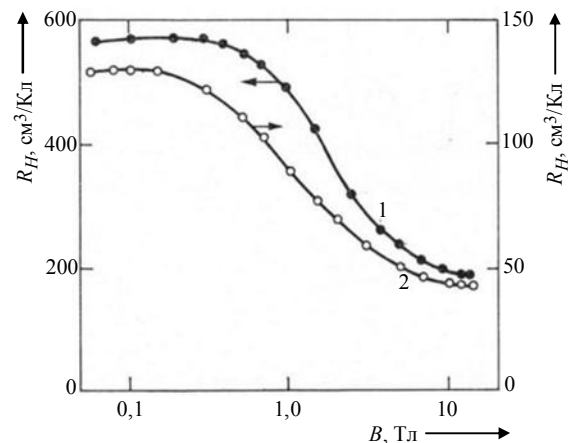


Рис. 2. Магнитополевые зависимости коэффициента Холла для образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($1 - x \approx 0,17$; $2 - x \approx 0,12$), отожженных недостаточно длительное время для установления термодинамического равновесия [14]

Низкая температурная стабильность материала может привести к обратному варианту слоистой структуры, когда даже при кратковременном нагреве образцов выше 100°C вследствие испарения атомов ртути из приповерхностного слоя возможно возникновение в образце n -типа приповерхностного слоя p -типа [15].

Было установлено также, что для образцов p -типа, у которых наблюдалась двойная инверсия R_H , типичны картины дислокационного травления со связной сеткой цепочек дислокаций (малоугловые границы; рис. 3, а) [16].

Усредненный размер ячеек, ограниченных упорядоченно выстроенными дислокациями, состав-

ляет 100—400 мкм. Оказалось, что период флуктуаций сигнала фотопроводимости, полученный сканированием светового зонда с диаметром 300 мкм, лежит в тех же пределах. Это позволило предположить, что малоугловые границы (МУГ) формируют на фоне основной части образца с дырочной проводимостью области с электронной проводимостью, соединяющиеся между собой пространственными путями протекания, т. е. возможно существование взаимопроникающих кластеров *n*- и *p*-типа проводимости, условия протекания в которых существенным образом могут

зависеть от температуры и магнитного поля. Необходимым условием протекания по кластеру является его связность, одновременное же существование двух связных кластеров возможно только в объемном варианте. Связность кластера *n*-типа может быть разрушена при переходе к тонким образцам с толщиной, сравнимой с размерами сетки, образуемой цепочками дислокаций. И действительно, при уменьшении толщины образцов аномальные температурные и магнитопольевые зависимости коэффициента Холла и магнитосопротивления исчезают [15].

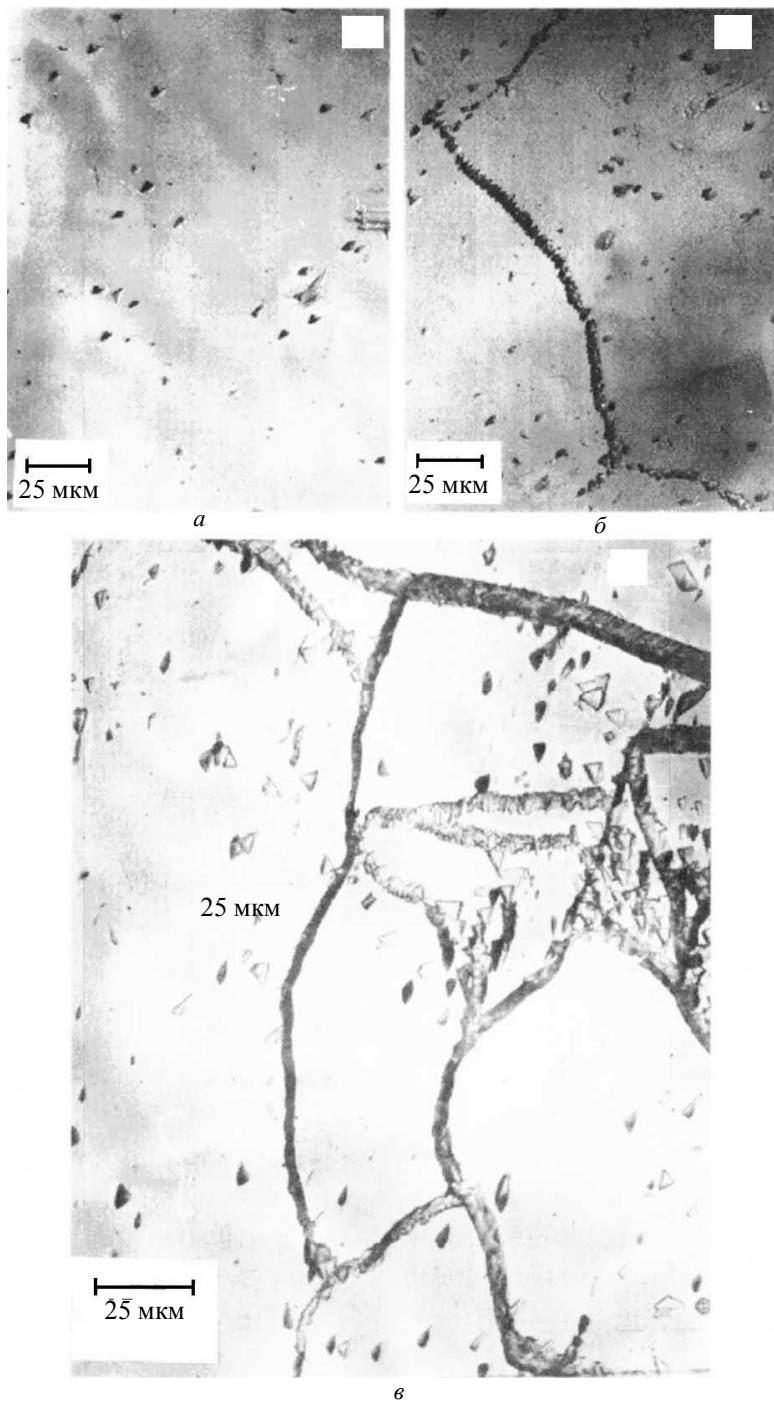


Рис. 3. Картины дислокационного травления поверхности (111) образца $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Все образцы вырезаны из одной шайбы:
a — малоугловые границы; *б* — образцы без МУГа; *в* — достаточная концентрация МУГ

Исследования, проведенные на образцах n -типа, вырезанных из одной шайбы материала и имевшие одинаковую концентрацию электронов, но разную плотность малоугловых границ (рис. 3, б), показали, что если образцы без МУГ (рис. 3, в) имеют классическую полевую зависимость коэффициента Холла с Холл-фактором 1,09 (кривая 1 на рис. 4), то для образцов с достаточной концентрацией МУГ (см. рис. 3, б, в) появляется зависимость $R_H(B)$, свидетельствующая о появлении второго типа носителей — тяжелых электронов (кривая 2 на рис. 4) [17]. Это также можно объяснить, как и в образцах p -типа, возникновением второго кластера с малоподвижными электронами.

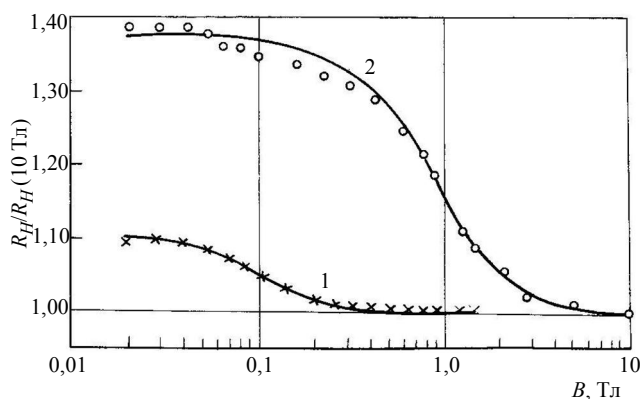


Рис. 4. Магнитополевые зависимости коэффициента Холла R_H , приведенные к R_H для 10 Тл, для образцов $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, вырезанных из различных участков шайбы.

Кривая 1 соответствует рис. 3, б, в, а кривая 2 — а на этом же рисунке

Спецификой HgCdTe является и то, что почти при всех обработках поверхности образцов имеется тенденция к образованию приповерхностного слоя n -типа. Он возникает уже при хранении незащищенной поверхности HgCdTe на воздухе, но наибольшая концентрация носителей наблюдается при анодном окислении. Использование для пассивации поверхности фторирования, сульфидирования, а также "несобственных" диэлектриков типа SiO_2 или Al_2O_3 позволяет в больших пределах менять концентрацию поверхностных носителей и создавать на основе HgCdTe МДП транзисторов [18, 19]. Следует отметить, что при низких температурах наблюдается размерное квантование, причем могут быть заполнены несколько подзон, а это вследствие сильной непараболичности зоны проводимости ведет к появлению нескольких типов поверхностных электронов [20—22].

Методы обработки экспериментальных результатов измерений явлений переноса

Даже приведенный выше беглый обзор показывает, что наличие дополнительных типов носителей во многих случаях является объективной реальностью, и возникает необходимость извлечения из экспериментальных результатов параметров носителей заряда с возможно большим разрешением и точностью. За прошедшие несколько десятилетий появилось достаточно много методик, базирующихся на разнообразных физических эффектах. Тем не менее, исследование классических явлений переноса остается, на взгляд авторов, наиболее простым и в тоже время универсальным методом, для интерпретации которого были разработаны новые математические процедуры. Рассмотрим наиболее употребительные из них.

Выражения для коэффициента Холла и проводимости в случае одного типа носителей заряда имеют вид в системе СИ:

$$R_H(B) = \frac{1}{nq}, \quad (1)$$

$$\rho(B) = \frac{1}{nq\mu}, \quad (2)$$

а тензоры проводимости:

$$\sigma_{xx} = \frac{nq\mu}{1 + \mu^2 B^2}, \quad (3)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{nq\mu^2 B}{1 + \mu^2 B^2}, \quad (4)$$

где n и μ — концентрация носителей и их подвижность, соответственно;

q — заряд носителей;

B — магнитная индукция.

В случае нескольких типов носителей заряда N тензоры проводимости имеют вид:

$$\sigma_{xx} = \sum_i^N \frac{n_i q_i \mu_i}{1 + \mu_i^2 B^2}, \quad (5)$$

$$\sigma_{xy} = \sum_i^N \frac{n_i q_i \mu_i^2 B}{1 + \mu_i^2 B^2}. \quad (6)$$

Долгое время для определения параметров носителей использовались лишь слегка модифицированная модель Петрица [23], с помощью которой анализировались магнитополевые зависимости коэффициента Холла и проводимости и далее различными методами подгонки, чаще всего методом наименьших квадратов, определялись параметры носителей.

Выражение для определения параметров носителей методом наименьших квадратов имеет следующий вид:

$$\chi^2 = \sum_i^M [(\sigma_{xx}^{\text{exp}}(B_i) - \sum_j^N \sigma_{xx}^j(B_i))^2 + (\sigma_{xx}^{\text{exp}}(B_i) - \sum_j^N \sigma_{xy}^j(B_i))^2]. \quad (7)$$

Здесь M — число экспериментальных точек, N — число носителей, которое должно быть задано предварительно, а концентрация n_j и подвижность μ_j носителей являются подгоночными параметрами. Реально, конечно, трудно обрабатывать экспериментальные кривые при числе носителей более 3.

Качественно иные возможности предоставляет концепция "спектра подвижности" [24], в которой концентрация дискретных носителей и их проводимость рассматриваются как непрерывные функции их подвижности, а тензоры проводимости имеют вид:

$$\sigma_{xx} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s^p(\mu) + s^n(\mu)}{1 + \mu^2 B^2} d\mu, \quad (8)$$

$$\sigma_{xy} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(s^p(\mu) + s^n(\mu))\mu B}{1 + \mu^2 B^2} d\mu. \quad (9)$$

Здесь $s^p(\mu)$, $s^n(\mu)$ — интегральные функции "спектра подвижностей" дырок и электронов, оп-

ределяющие концентрацию носителей как непрерывную функцию их подвижности.

Алгоритм трансформации энергетического спектра плотности проводимости $s(E)$ в спектр подвижности плотности проводимости $s(\mu)$ [25, 26] показан на рис. 5.

Были разработаны математические процедуры восстановления спектра единственным образом по зависимостям тензоров проводимости от магнитного поля. В случае нескольких типов носителей функция $s(\mu)$ имеет пики, положение и высота которых определяется подвижностью и концентрацией носителей отдельных групп. Ширина и форма пиков $s(\mu)$ определяется непараболичностью и/или анизотропией зоны, а также зависимостью времени релаксации от энергии. Качество получаемого спектра $s(\mu)$ зависит от точности измерений и диапазона использованных магнитных полей.

Используют различные варианты методики определения параметров носителей из "спектра подвижности". Наиболее распространенными среди них являются так называемые QMSA (Quantitative Mobility Spectrum Analysis — количественный анализ спектра подвижности) [27, 28], *i*-QMSA (improved-Quantitative Mobility Spectrum Analysis) [29, 30], MEMSA (Maximum Entropy Mobility Spectrum Analysis — анализ спектра подвижности на основе алгоритма максимума энтропии) [31], в которых нет ограничений на количество носителей заряда, участвующих в явлениях переноса.

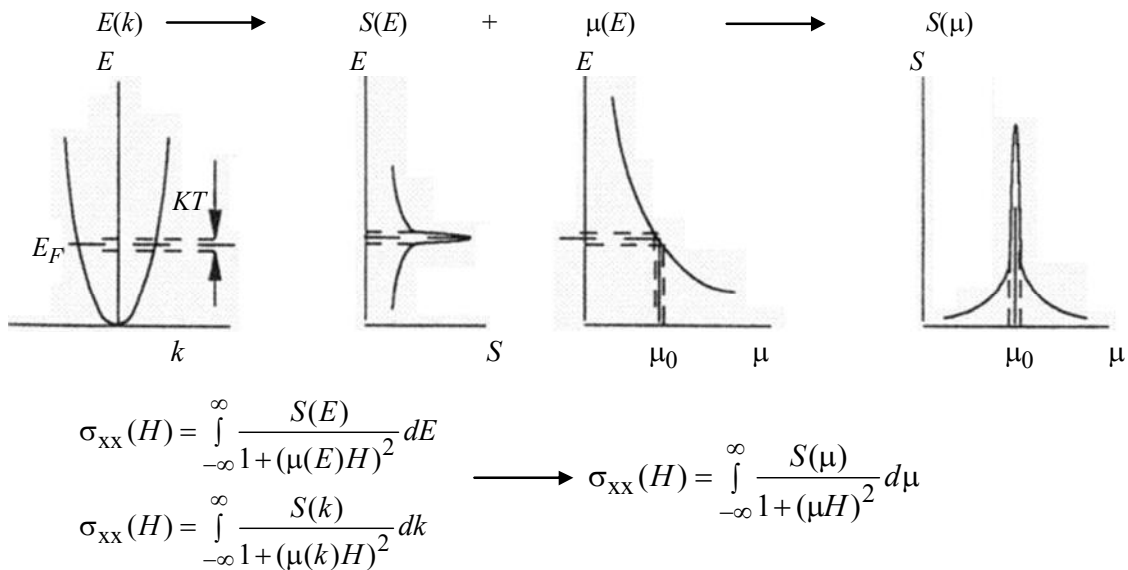


Рис. 5. Алгоритм трансформации энергетического спектра плотности проводимости $s(E)$ в спектр подвижности плотности проводимости $s(\mu)$. Здесь $E(k)$ описывает зонную энергетическую структуру, $\mu(E)$ — механизм рассеяния, E_F — энергию Ферми, kT — тепловую энергию [26]

Для иллюстрации возможностей методики QMSA часто приводят примеры решения прямой и обратной задачи. При этом вначале задаются количеством, типом, концентрацией и подвижностью носителей и рассчитываются тензоры проводимости. После этого методом QMSA эти параметры определяются. На рис. 6 приведены спектры подвижности для образца с четырьмя типами носителей, а в таблице сравниваются значения заданных исходных параметров и параметров, определенных QMSA [32].

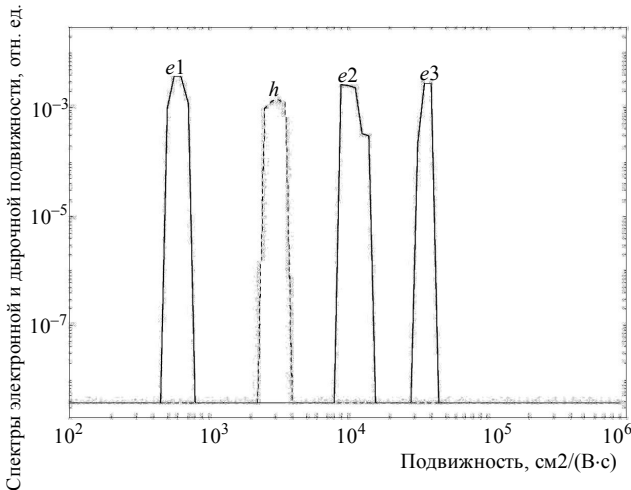


Рис. 6. Спектры подвижности для образца с 4 типами носителей (дырки и 3 типа электронов), рассчитанные по предварительно заданным концентрациям и подвижностям носителей в предположении, что коэффициент Холла и магнетосопротивление измерялись в пределе от 0,009 до 9 Тл [32]

Сравнение величин теоретически заданных подвижностей μ_{set} и концентраций n_{set} со значениями μ_{QMSA} и n_{QMSA} , полученными из обработки тензоров проводимости методом QMSA

Носители	μ_{set} , $cm^2/V.s$	μ_{QMSA} , $cm^2/V.s$	n_{set} , cm^{-3}	n_{QMSA} , cm^{-3}
e1	-600	-601	$-1 \cdot 10^{14}$	$-1,00 \cdot 10^{14}$
e2	$-1 \cdot 10^4$	$-1,02 \cdot 10^4$	$-5 \cdot 10^{12}$	$-5,01 \cdot 10^{12}$
e3	$-3,7 \cdot 10^4$	$-3,75 \cdot 10^4$	$-1 \cdot 10^{12}$	$-9,66 \cdot 10^{11}$
h	$3 \cdot 10^3$	$3,03 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^{13}$	$1,00 \cdot 10^{13}$

Видно, что точность определения параметров лежит в пределах нескольких процентов, что в большинстве случаев вполне достаточно. Однако при обработке реальных экспериментальных кривых эта точность снижается, кроме того, появляются дополнительные пики ("ghost" peaks), которые не имеют соответствия физически реальным носителям и отсеивание которых иногда является достаточно сложной задачей.

В качестве примера на рис. 7 показаны спектры i-QMSA при температуре 100 К для эпитаксиального слоя p-Hg_{1-x}Cd_xTe ($x \approx 0,22$) толщиной 20 мкм, параметры которого измерялись в разное время [33].

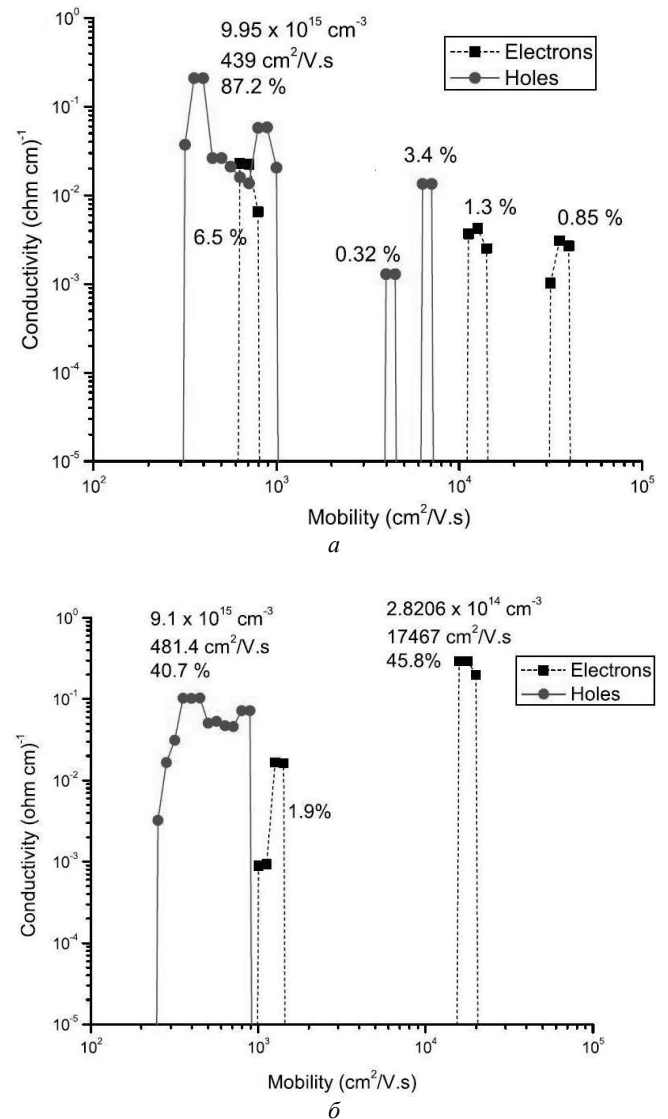


Рис. 7. Спектры подвижности, полученные методом i-QMSA для эпитаксиального слоя p-Hg_{1-x}Cd_xTe ($x \approx 0,22$) толщиной 20 мкм и поверхность которого была обработана в растворе 0,1 % брома в метаноле:

a — измерения были проведены спустя 4 дня после изготовления структуры; б — измерения были проведены спустя 30 дней после изготовления. Зависимости коэффициента Холла и проводимости снимались при 100 К в магнитных полях до 12 Тл. На графиках сохранены англоязычные обозначения и размерности оригинала [33]

Для образца, для которого холловские измерения были проведены спустя четыре дня после изготовления структуры, основной вклад в проводимость (87,2 %) вносят тяжелые дырки с подвижностью 439 $cm^2/V.s$. Все остальные пики дают незначительный вклад в проводимость и ими можно пренебречь. Однако анализ температурных зависи-

мостей показывает, что пик, дающий вклад на уровне всего лишь 0,85 %, связан с электронами собственной проводимости, так как их вклад растет при повышении температуры с энергией активации 0,2 эВ, что соответствует ширине запрещенной зоны исследуемого образца. При продолжительном хранении на воздухе возникают поверхностные тяжелые электроны (о которых писалось в предыдущем разделе) со вкладом 45,8 % в проводимость и подвижностью $17467 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Важно отметить, что теперь на их фоне не удастся выделить вклад от электронов собственной проводимости и несколько модифицировано значение подвижности тяжелых дырок, которое возросло до $481 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, что тоже, по-видимому, является ложным эффектом. Все остальные пики также являются ложными, которые даже улучшенный QMSA не может полностью устранить.

Интересным вариантом методики определения параметров носителей из "спектра подвижности" является DMSA (Discrete Mobility Spectrum Analysis — дискретный анализ спектра подвижности) [34, 35]. Особенностью этого метода является то, что из первичной составляющей спектра подвижности постепенно в несколько этапов вычитается вклад от носителей с наибольшим вкладом в проводимость, что позволяет получить дискретный набор всех носителей заряда. Так, с помощью этого метода для образцов *p*-InSb с концентрацией дырок на уровне 10^{13} см^{-3} удалось после низкоэнергетического ионного травления выявить на фоне тяжелых и легких дырок возникновение слоев тяжелых и легких электронов, связанных соответственно с возникновением аморфизированного и кристаллического разупорядоченного слоев [36].

Разработана также версия для анизотропных энергетических зон [37]. В этой версии QMSA, учитывающей анизотропию, величина μB должна быть всюду заменена на $\mu B(1 + C(R - 1))$, где C — коэффициент анизотропии эллипсоидов, а $R = \mu_2/\mu_1$ — отношение подвижностей вдоль осей эллипсоида. Это позволяет использовать QMSA для анализа явлений переноса в *n*-Si при комнатной температуре (рис. 8). Без учета анизотропии на спектре подвижности появляются "ложные" пики дырок и сам пик для электронов уширен. При учете анизотропии было получено правильное значение концентрации электронов и их подвижности, ширина спектра подвижности электронов связана с величиной Холл-фактора. Эта же методика была успешно использована для анализа явлений переноса в другом материале с анизотропными зонами — висмуте.

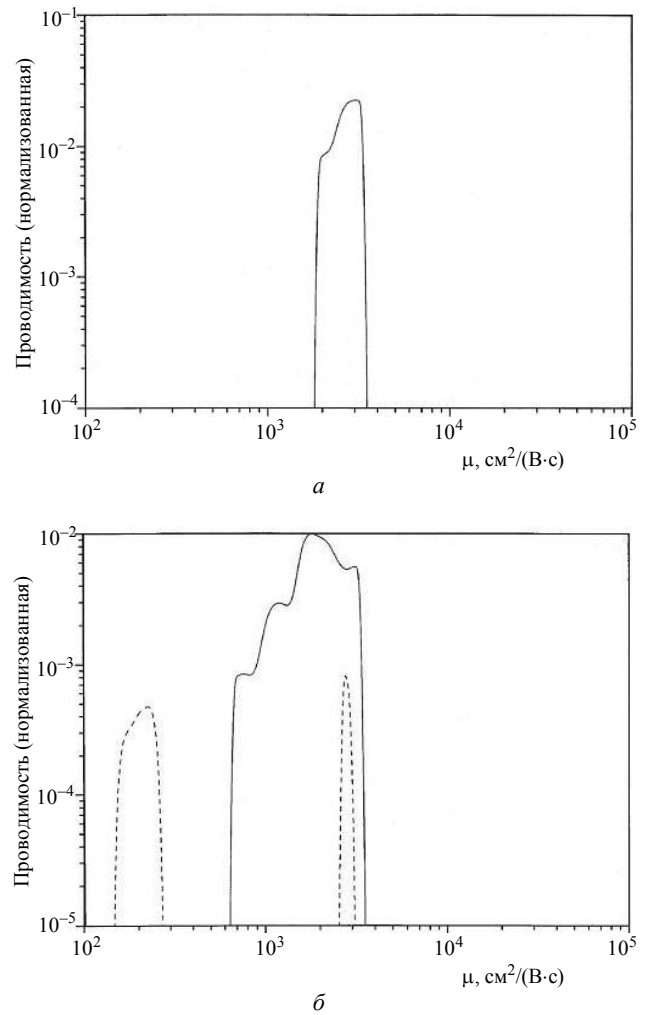


Рис. 8. Спектры подвижности μ , полученные методом QMSA для *n*-Si при 296 К с учетом анизотропии (а) и без ее учета (б)

Заключение

За прошедшие пятьдесят лет значительно усовершенствованы алгоритмы определения параметров носителей из явлений переноса, в частности, сняты ограничения на количество носителей, присутствующих в полупроводниковом материале или структуре. Прежде всего, это методы, основанные на анализе "спектра подвижности", и хотя они были разработаны специально для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и по настоящее время там широко используются [38], их применение совершенно не ограничено узкощелевыми полупроводниками. Различные варианты этого неразрушающего метода находят все более широкое применение при изучении дельта-легированных структур, транзисторов с высокой подвижностью электронов HEMT (High Electron Mobility Transistor) и т. п. [39]. Например, путем анализа коэффициента Холла и проводимости в магнитных полях до 1,5 Тл гетероструктур $\text{Al}_{0,88}\text{In}_{0,12}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ методом *i*-QMSA определены параметры двумерного электронного

газа, локализованного на границе $\text{Al}_{0,88}\text{In}_{0,12}\text{N}/\text{AlN}$ и двухмерного дырочного газа, локализованного на границе GaN/AlN [40]. Вместе с тем хотелось бы подчеркнуть, что определены были именно параметры носителей. А вот где именно они расположены в гетероструктуре, устанавливалось другими методами. Иными словами, обсуждая вопрос, поставленный еще во вступлении, а именно, откуда берутся носители, нужно отметить, что на него не могут ответить сами по себе даже лучшие методики обработки результатов измерения магнитопольных зависимостей коэффициента Холла.

Литература

1. Пономаренко В. П. // УФН. 2003. Т. 173. С. 649.
2. Бовина Л. А., Стафеев В. И. Сб. Физика соединений АШВVI/Под ред. А. Н. Георгобиани, М. К. Шейнкмана. — М.: Наука. Физматлит, 1986.
3. Барышев Н. С. Свойства и применение узкозонных полупроводников. — Казань: УНИПРЕСС, 2000.
4. Любченко А. В., Сальков Е. А., Сизов Ф. Ф. Физические принципы полупроводниковой инфракрасной фотоэлектроники. — Киев: Наук. думка, 1984.
5. Гельмонт Б. Л., Дьяконов М. И. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 713.
6. Белоусова О. Н., Бовина Л. А., Стафеев В. И., Пономарев Я. Г. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 330.
7. Брандт Н. Б., Белоусова О. Н., Бовина Л. А., Пономарев Я. Г., Савченко Ю. Н., Стафеев В. И. // Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 370.
8. Tsidilkovski I. M., Harus G. I., Shelushinina N. G. // *Advances in Physics*, 1985. V. 34. P. 43.
9. Бовина Л. А., Савченко Ю. Н., Стафеев В. И. // ФТП. 1975. Т. 9. С. 2084.
10. Бовина Л. А., Пономаренко В. П., Стафеев В. И. // Там же. 1978. Т. 12. С. 2207.
11. Пономаренко В. П., Бовина Л. А., Савченко Ю. Н., Стафеев В. И. // Там же. 1979. Т. 13. С. 441.
12. Иванов-Омский В. И., Berchenko N. N., Elisarov A. I. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1987. V. 103. S. 11.
13. Гасан-заде С. Г., Стриха М. В., Шепельский Г. А. // ФТП. 1999. Т. 33. С. 574.
14. Берченко Н. Н., Кревс В. Е., Пашковский М. В. // *Физическая электроника*. 1976. № 13. С. 52.
15. Елизаров А. И. // *Физическая электроника*. 1979. № 18. С. 46.
16. Елизаров А. И., Иванов-Омский В. И., Богоболяций В. В., Петренко В. Р., Петряков В. А. // ТП. 1985. Т. 19. С. 819.
17. Berchenko N. N., Kurbanov K. R., Nikiforov A. Yu., Korovin A. V. // *Material Science and Engineering*. 1997. V. B44. P. 274.
18. Пономаренко В. П., Шиманский И. В., Стафеев В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. С. 62.
19. Salmin E. A., Shimansky I. V., Ponomarenko Y. P., Stafeev V. I. // *Acta Phys. Polon.* 1990. V. A77. P. 237.
20. Елизаров А. И., Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рым О. Э. // ФТП. 1983. Т. 17. С. 459.
21. Emtage P. R., Temofonte T. A., Noreika A. J., Seiler C. F. // *Appl. Phys. Lett.* 1989. V. 54. P. 2015.
22. Belyaev A. E., Beketov G. V., Gorodnichii O. P., Komirenko S. M., Mukha L. A. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1993. V. 135. P. 253.
23. Petritz R. L. // *Phys. Rev.* 1958. V. 110. P. 1254.
24. Beck W. A., Anderson J. R. // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 62. P. 541.
25. Dziuba Z., Gorska M. // *J. Phys.* 1992. V. III 2. P. 99.
26. Dziuba Z. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1996. V. 153. P. 445.
27. Antoszewski J., Seymour D. J., Faraone L., Meyer J. R., Hoffman C. A. // *J. Electron. Mater.* 1995. V. 24. P. 1255.
28. Meyer J. R., Hoffman C. A., Antoszewski J., Faraone L. // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 81. P. 709.
29. Vurgaftman I., Meyer J. R., Hoffman C. A., Redfern D., Antoszewski J., Faraone L., Lindemuth J. R. // *J. Appl. Phys.* 1998. V. 84. P. 4996.
30. Antoszewski J., Faraone L., Vurgaftman I., Meyer J. R., Hoffman C. A. // *J. Electron. Mater.* 2004. V. 33. P. 673.
31. Kiatgamolchai S., Myronov M., Mironov O. A., Kanter V. G., Parker E. H. C., Whall T. E. // *Phys. Rev.* 2002. V. E 66. P. 36705.
32. Gang Du, Lindemuth J. R., Dodrill B. C., Sandhu R., Wojtowicz M., Goosky M. S., Vurgaftman I., Meyer J. R. http://www.lakeshore.com/pdf_files/systems/Hall_Data_Sheets/IP_RM%20Paper.pdf
33. Tsen G. K. O., Musca C. A., Dell J. M., Antoszewski J., Faraone L. // *J. Electron. Mater.* 2007. V. 36. P. 826.
34. Богоболяций В. В., Изнин И. И. // *Вісник Кременчуцького державного політехнічного університету*. 2003. № 2. С. 10.
35. Bogoboyashchyy V. V., Elizarov A. I., Izhnin I. I. // *Semi-cond. Sci. Technol.* 2005. V. 20. P. 726.
36. Berchenko N. N., Bogoboyashchyy V. V., Izhnin I. I., Pociask M., Sheregii E. M., Yudenkov V. A. // *Phys. Stat. Sol. (c)*. 2005. V. 2. P. 1418.
37. Vurgaftman I., Meyer J. R., Hoffman C. A., Cho S., Ketterson J. B., Faraone L., Antoszewski J., Lindemuth J. R. // *J. Electron. Mater.* 1999. V. 28. P. 548.
38. Umana-Membreno G. A., Antoszewski J., Faraone L., Smith E. P. G., Venzor G. M., Johnson S. M., Phillips V. // *J. Electron. Mater.* 2010. V. 39. P. 1023.
39. Antoszewski J., Faraone L. // *Opto-Electron. Rev.* 2004. V. 12. P. 347.
40. Tasli P., Lisesivdin S. B., Yildiz A., Kasap M., Arslan E., Özcelik S., Ozbay E. // *Cryst. Res. Technol.* 2010. V. 45. P. 133.

Analysis techniques for the evaluation of HgCdTe multicarrier transport parameters

N. N. Berchenko^{1,2}

¹National University "Lviv Polytechnic", 13 Bandera str., Lviv, 79012, Ukraine

²Institute of Physics, Rzeszow University, 16a Rejtana str., Rzeszów, 35-959, Poland

E-mail: nberchen@univ.rzeszow.pl

A. I. Yelizarov

M. Ostrogradski Kremenchuk State Politechnical University, 20 Perszotravneva str.,
Kremenchuk, 39614, Ukraine
E-mail: ai-elizarov@online.ua

The paper examines the findings of the investigation of kinetic effects in HgCdTe which have been carried out since the first samples of this material were grown. This long-lasting research has multifold importance since not only the main parameters of carriers, but structural perfection of the material were assayed. In addition, it enabled those experimental techniques to find a new application in the investigation of multi-layer semiconductor structures.

PACS: 72.20.M, 72.80.Ey, 73.25.+i, 73.63.-b

Keywords: HgCdTe, variable magnetic field, Hall effect, multilayered structures, quantitative mobility spectrum analysis (QMSA).

Bibliography — 40 references.

Received August 26, 2010