

УДК 53.082.52, 53.082.74

**АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА
ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И
РЕКОМБИНАЦИОННО-ДИФфуЗИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ
НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПЛЁНКАХ
КАДМИЙ—РТУТЬ—ТЕЛЛУР p -ТИПА**

В. Я. Костюченко¹, Д. В. Комбаров¹, Д. Ю. Протасов²

¹ Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Сибирская государственная геодезическая академия»,
630108, г. Новосибирск, ул. Плзотного, 10
E-mail: v.y.kostuk@ssga.ru

² Учреждение Российской академии наук
Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
E-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru

Описан автоматизированный фотоэлектромагнитный комплекс аппаратурных и методических средств, созданный для определения электрофизических и рекомбинационно-диффузионных параметров носителей заряда в эпитаксиальных плёнках и плёночных структурах кадмий—ртуть—теллур p -типа, толщина которых сравнима с длиной диффузии неосновных носителей заряда. Комплекс включает в себя следующие методы: эффект Холла и магнитосопротивление, фотомагнитный эффект, фотопроводимость в магнитном поле для геометрий Фарадея и Фойгта. Определены такие параметры, как равновесная концентрация, подвижность основных и неосновных носителей заряда (дырок и электронов соответственно), времена жизни электронов и дырок в объёме, скорости поверхностной рекомбинации на свободной и связанной с подложкой границах раздела плёнки.

Ключевые слова: фотоэлектромагнитные методы, рекомбинационно-диффузионные параметры, плёнки и плёночные структуры узкозонных полупроводников.

Введение. Фотомагнитный эффект (ФМЭ) и фотопроводимость (ФП) находят применение как методы определения рекомбинационных и электрофизических параметров полупроводников [1]. Преимущества этих методов, такие как возможность разделения рекомбинации неосновных носителей заряда (ННЗ) на поверхности и в объёме полупроводника, а также вычисления относительно малых времён жизни ННЗ, наиболее ярко проявляются для плёнок кадмий—ртуть—теллур (КРТ) p -типа, толщина d которых сравнима с диффузионной длиной L ННЗ ($d \leq L$) [2]. Данными методами можно вычислить времена жизни электронов τ_n и дырок τ_p в объёме, подвижность ННЗ μ_n (электронов), скорости поверхностной рекомбинации на свободной (S_1) и связанной с подложкой (S_2) границах раздела плёнки.

ФМЭ и ФП, рассматриваемые в отдельности, не дают подробной информации об указанных параметрах. Для плёнок КРТ при $d \leq L$ определение указанных выше параметров из ФМЭ затруднено, так как ФМЭ зависит от большого количества неизвестных. Поэтому применяется метод компенсации фотомагнитной электродвижущей силы (ЭДС) фототоком ФП [3], что позволяет исключить интенсивность генерации ННЗ и повысить точность вычисления параметров. Однако магнитополевая зависимость ФП в таком методе не анализируется.

Обработка результатов измерений ФМЭ и ФП в целях нахождения рекомбинационных параметров структур ($d \leq L$) производится двумя основными способами. В первом случае используется упрощённая теоретическая модель и экспериментальные данные удаётся

объяснить скорее качественно, чем количественно [4, 5]. Во втором случае теоретические выражения подгоняются под экспериментальные данные с помощью рекомбинационно-диффузионных параметров, используемых в качестве подгоночных [6, 7]. Большое число одновременно подгоняемых параметров ухудшает достоверность получаемых результатов. Поэтому необходимо независимо вычислить ряд параметров, используя дополнительные методы.

Целью предлагаемой работы является решение проблемы создания комплекса методов и аппаратуры для определения электрофизических и рекомбинационно-диффузионных параметров носителей заряда в эпитаксиальных плёнках и плёночных структурах ($d \leq L$) узкозонных полупроводников p -типа.

Экспериментальная установка. На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки для измерения холловского напряжения, магнитосопротивления, сигнала ФП в магнитном поле для двух геометрий и ЭДС ФМЭ в температурном диапазоне 77–300 К. Образец 1, изготовленный в виде холловской структуры, помещался в криостат 2, охлаждённый жидким азотом. Температура образца определялась с погрешностью $\pm 0,5$ К датчиком 3 на основе калиброванного угольного резистора ТВО-0,125, размещённого на держателе. Такие датчики являются наименее чувствительными к магнитному полю [8]. Температура образца задавалась в диапазоне 77–300 К с помощью нагревателя 4 и регулятора температуры 5 «Термодат-14Е2» фирмы «Системы контроля» (г. Пермь) [9]. Криостат помещался между полюсами электромагнита 6, питавшегося от генератора тока 7, который позволял плавно изменять ток до 17 А и получать максимальную индукцию магнитного поля 2 Тл. Величина магнитной индукции измерялась датчиком Холла 8 типа ПХЭ, питавшегося от источника тока 9. Магнитная чувствительность датчика Холла составляла 77 мкВ/мТл при токе 100 мА с коэффициентом нелинейности 0,97 % при $B = 2$ Тл. Этот датчик укреплялся на полюсе электромагнита, а образец помещался в центре между полюсами, где однородность магнитного поля максимальна.

При измерении холловского напряжения, магнитосопротивления и ФП через образец пропусклся постоянный ток (в диапазоне 50 мкА–3 мА) от источника 10 с внутренним

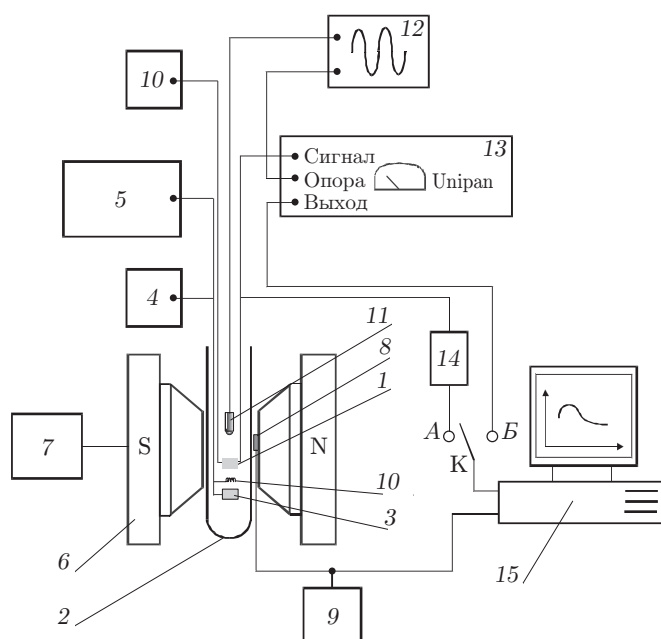


Рис. 1

питанием от батареек. Таким образом исключалось проникновение шумов из внешней сети в измерительную цепь.

Для фотогенерации ННЗ в данном комплексе применялся инфракрасный светодиод *11*, расположенный непосредственно рядом с образцом, который позволяет использовать более компактные и дешёвые криостаты без холодных окон. Кроме того, с помощью светодиода исключается дополнительный шум, обусловленный модуляцией светового потока от внешних источников накачки (глобара или лазера) пузырьками кипящей охлаждающей жидкости.

Длина волны излучения изменялась дискретно в диапазоне 0,9–1,7 мкм при замене светодиода. Использовались отечественные инфракрасные светодиоды серии АЛ (АЛ-101, АЛ-103, АЛ-64) и зарубежные (фирмы "Roisner Laser Diodes"). Для указанных светодиодов интенсивность света постоянна с точностью до 0,4 % вплоть до 2 Тл.

Обычно измерения ФП и ФМЭ для определения рекомбинационных и электрофизических параметров проводят в режиме слабого уровня фотогенерации ННЗ, так как только в этом случае свойства образца близки к равновесным. Кроме того, это существенно упрощает используемые математические модели фотоэлектромагнитных эффектов. Для выделения слабых сигналов ФМЭ и ФП применялась модуляция излучения светодиода путём подачи на него низкочастотного переменного напряжения с частотой 333 Гц от генератора *12* и синхронное детектирование сигнала на частоте модуляции фазовым детектором *13* типа "Unipan-232В" (Польша). В целях уменьшения сетевых шумов частота выбиралась не кратной 50 Гц. Для исключения смещения светодиода в обратном направлении использовался параллельный диод, подключённый во встречном направлении. Величина тока через светодиод ограничивалась резистором с номиналом 100 Ом.

В положении *A* коммутатора *K* измерялись холловское напряжение и магнитосопротивление. Сигналы с образца подавались на масштабирующий усилитель *14* и затем на АЦП компьютера *15*. В положении *B* на АЦП компьютера подавался выпрямленный выходной сигнал с фазового детектора *13*, пропорциональный амплитуде переменного напряжения ФП или ФМЭ. Смена геометрии при измерении ФП осуществлялась поворотом держателя с образцом на угол $\pi/2$.

Автоматизация эксперимента была осуществлена на базе АЦП ЛА-7 фирмы «Руднев — Шиляев» (Москва) [10] с разрядностью 14 бит, временем преобразования 7 мкс и возможностью подключения восьми каналов в дифференциальном режиме. Для этой цели были написаны соответствующие программы на языке C++ в интегрированной среде разработки Borland C++ Builder. Во время развёртки по магнитному полю происходил непрерывный сбор информации. Так как время увеличения магнитной индукции до максимального значения составляло несколько минут, что значительно превосходило время преобразования АЦП, то возникла возможность многократно проводить измерения при одном значении индукции магнитного поля. После снятия 300 отсчётов массив данных сортировался, по одной третьей результатов сверху и снизу отбрасывалось для исключения грубых ошибок, а по оставшимся элементам вычислялось среднее значение. Полученные величины сигнала и индукции магнитного поля сравнивались с предыдущими измеренными значениями. Если изменения сигнала либо индукции магнитного поля превышали заданную величину, то данные сохранялись в памяти компьютера.

Методы обработки результатов измерений. Измеряемые ЭДС Холла и напряжение магнитосопротивления содержат ЭДС побочных явлений [8], поэтому для исключения их из измеряемых эффектов использовалось усреднение измеренного напряжения для двух направлений тока ($\pm I$) и двух направлений индукции магнитного поля ($\pm B$). Этим же способом устранялось влияние неэквипотенциальности холловских контактов. Подобный приём усреднения применялся также при измерении ФП в магнитном поле для геометрии Фарадея в целях более точного определения составляющей ФП, не зависящей от магнит-

ного поля. Так как ФП в геометрии Фойгта несимметрична направлению магнитной индукции [2], то усреднение измеренного напряжения проводилось согласно выражению

$$U_{PC}(B) = \frac{U_{PC}(+I, +B) - U_{PC}(-I, -B)}{2}. \quad (1)$$

При измерении ЭДС фотомагнитного эффекта ток через образец не пропускался, усреднение ЭДС проводилось только по индукции магнитного поля.

Метод определения рекомбинационных и электрофизических параметров.

Подгонкой теоретических выражений [2] под экспериментальные данные измерений холловского напряжения и магнитосопротивления определялись концентрация и подвижность различных типов носителей заряда, а по результатам измерений ФП и ФМЭ — подвижность, скорости поверхностной рекомбинации и объёмное время жизни ННЗ.

Подгонка выполнялась методом наименьших квадратов с минимизацией функции Ψ . При обработке результатов измерений эффекта Холла и магнитосопротивления минимизируемая функция Ψ зависела от шести подгоночных параметров: концентрации n и подвижности μ_n электронов, концентраций p_h и p_l , подвижностей μ_h и μ_p тяжёлых и лёгких дырок («многозонная» подгонка). Минимизируемая функция в этом случае имела вид

$$\Psi = \sum_i \left(\left(\frac{\sigma_{xx}^{\text{э}}(B_i) - \sigma_{xx}^{\text{т}}(B_i)}{\sigma_{xx}^{\text{э}}(B_i) + \sigma_{xx}^{\text{т}}(B_i)} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{xy}^{\text{э}}(B_i) - \sigma_{xy}^{\text{т}}(B_i)}{\sigma_{xy}^{\text{э}}(B_i) + \sigma_{xy}^{\text{т}}(B_i)} \right)^2 \right), \quad (2)$$

где $\sigma_{xx}^{\text{т,э}}(B)$ и $\sigma_{xy}^{\text{т,э}}(B)$ — теоретические и экспериментальные магнитополевые зависимости компонент тензора проводимости [8]. Для повышения точности подгонки диапазоны значений, внутри которых осуществлялся поиск решения, выбирались на основе результатов метода «спектра подвижности» [11]. В минимизируемой функции отношение экспериментальных и теоретических компонент тензора проводимости используется для удобства, так как результирующая ошибка от каждой экспериментальной точки будет меньше 1.

Подвижность ННЗ и коэффициент пропорциональности между временами жизни дырок и электронов находились из магнитополевой зависимости ФП в геометрии Фарадея согласно выражениям, приведённым в [2].

При анализе ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта одновременно с рекомбинационно-диффузионными параметрами определялись S_1 и S_2 , а также τ_n . В этом случае минимизируемая функция имеет вид

$$\Psi(S_1, S_2, \tau_n) = \sum_i (\psi_{\text{т}}(B_i) - \psi_{\text{э}}(B_i))^2, \quad (3)$$

где $\psi_{\text{т}}(B_i) = U_{\text{т}}(B_i)/U_{\text{т}}^{\text{max}}$, $\psi_{\text{э}}(B_i) = U_{\text{э}}(B_i)/U_{\text{э}}^{\text{max}}$, $U_{\text{т}}(B_i)$ и $U_{\text{э}}(B_i)$ — теоретические и экспериментальные значения ФМЭ или ФП при индукции магнитного поля B_i ; $U_{\text{т}}^{\text{max}}$ и $U_{\text{э}}^{\text{max}}$ — наибольшие теоретические и экспериментальные значения ФМЭ или ФП. Отношение сигналов используется для того, чтобы исключить квантовый выход и интенсивность света, которые точно не известны. Такой приём применяется для измерения фотоэлектромагнитных эффектов [3].

Подгонка осуществлялась методом многомерного поиска, а именно методом случайных забросов в сочетании с методом Хука — Дживса [12], который в отличие, например, от методов градиентного спуска не требует вычисления производных. Поиск многомерного минимума ведётся вдоль линий разрыва производных. При этом делается предположение, что шаги в пространстве переменных, оказавшиеся удачными на ранних стадиях поиска, могут улучшить решение и на более поздних стадиях. Тот факт, что метод Хука —

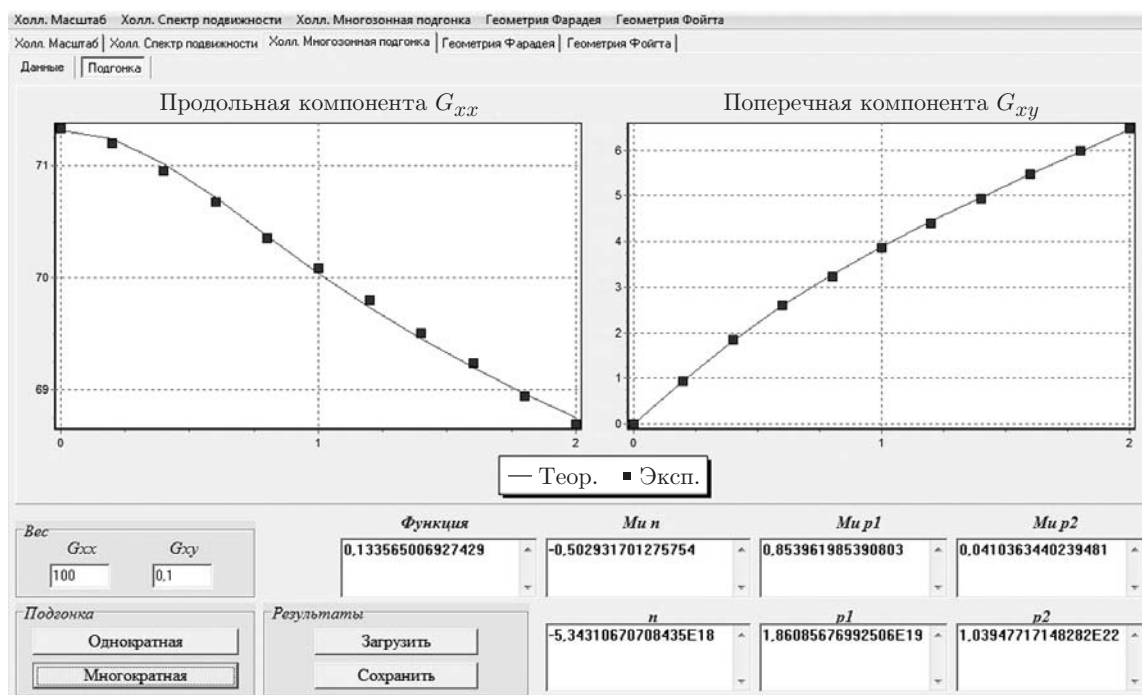


Рис. 2

Дживса обладает свойством «ускоряться», способствует повышению его общей эффективности. Другое достоинство этого метода — возможность получения с его помощью приближённого решения, качество которого непрерывно повышается на всех стадиях численного решения. Особенно явно преимущества подобных методов проявляются при отыскании экстремумов на гиперповерхностях, содержащих глубокие узкие впадины.

Для реализации вышеописанных методов была создана программа на языке Object Pascal в интегрированной среде разработки Borland Delphi 7.0. Работа программы на примере «многозонной» подгонки магнитолевых зависимостей тензоров проводимости продемонстрирована на рис. 2. Помимо этого, программа в одном окне позволяет рассчитывать другие указанные параметры плёнок p -КРТ из измеренных магнитолевых зависимостей ФМЭ и ФП для двух геометрий. По сигналам эффекта Холла и магнитосопротивления рассчитывается тензор проводимости в магнитном поле, который применяется для определения подвижности и концентрации основных носителей заряда методами спектра подвижности и многозонной подгонки, также реализованных в данной программе. В дальнейшем найденные параметры используются программой для определения подвижности неосновных носителей заряда и вычисления коэффициента пропорциональности времён жизни электронов и дырок [2] с учётом магнитолевой зависимости сигнала ФП в геометрии Фарадея. Затем происходит совместный анализ сигналов ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ с помощью ранее полученных параметров. Этот анализ позволяет определить τ_n , S_1 и S_2 .

Для повышения точности результатов в программе предусмотрена функция многократной подгонки, позволяющая представлять результаты в виде гистограмм и выводить статистическую информацию. Благодаря этому удалось автоматизировать процесс нахождения параметров КРТ-плёнок.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Характерные магнитолевые зависимости проводимости и коэффициента Холла для образца p -КРТ приведены на рис. 3, a, b . При увеличении температуры от 77 до 125 К проводимость несколько умень-

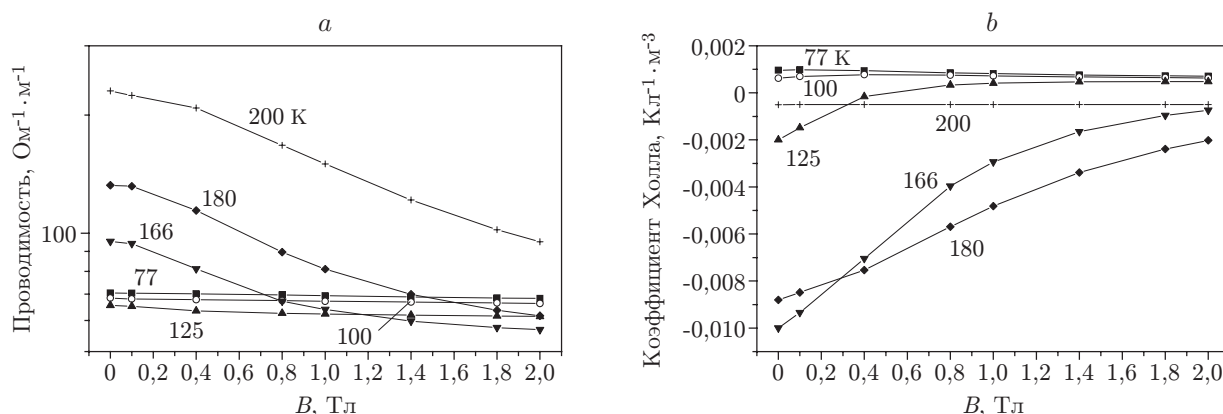


Рис. 3

шается (см. рис. 3, а), так как уменьшается подвижность основных носителей заряда — тяжёлых дырок — при почти постоянной их концентрации. При $T > 125$ К становится заметным вклад неосновных электронов в проводимость, что проявляется как в увеличении её максимального значения, так и в большей зависимости от магнитного поля. Хотя при температурах 166–200 К концентрация электронов меньше концентрации тяжёлых дырок, проводимость образца носит электронный характер, так как подвижность электронов на два порядка превосходит подвижность тяжёлых дырок.

Этот вывод подтверждает рис. 3, б. При температуре 77 К коэффициент Холла слабо зависит от магнитного поля и имеет положительный знак, что свидетельствует о проводимости p -типа. Аналогичная магнитополевая зависимость, но уже с отрицательным знаком, наблюдается для температуры 200 К. Следовательно, при этой температуре образец имеет проводимость n -типа.

Магнитополевая зависимость ФП в геометрии Фарадея для образца p -КРТ приведена на рис. 4. Мольное содержание кадмия в образце $x = 0,224$. ФП в геометрии Фарадея имеет две составляющие: $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)$ и $\Delta U_{\sigma}^{\text{const}}$ [2]. Составляющая $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)$ обусловлена высокоподвижными неосновными электронами. Она сильно зависит от магнитного поля, уменьшающего эффективную подвижность носителей заряда в направлении тянущего поля E_X . Составляющая $\Delta U_{\sigma}^{\text{const}}$ отражает вклад в ФП неравновесных тяжёлых дырок, concentra-

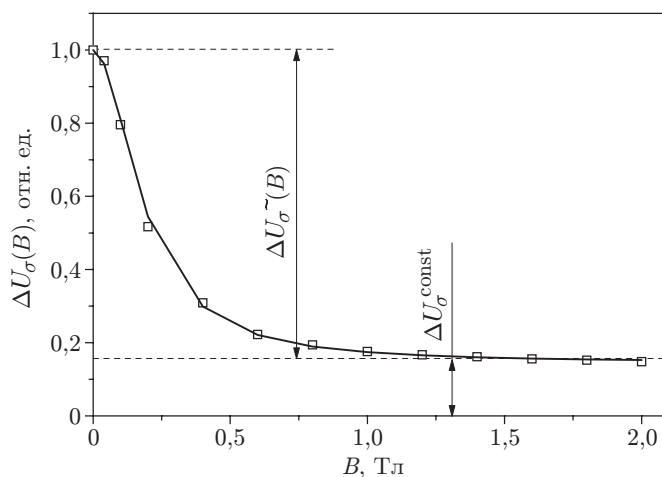


Рис. 4

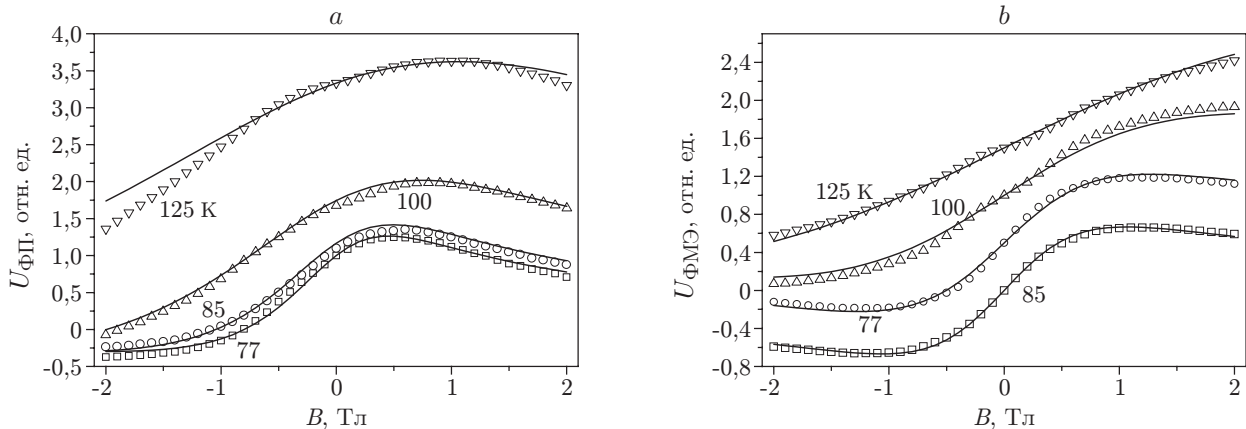


Рис. 5

ция которых при доминирующей рекомбинации Шокли — Рида значительно превышает концентрацию неравновесных ННЗ. Для данного образца были определены значения подвижности ННЗ и коэффициента пропорциональности времён жизни электронов и дырок, которые составили $5,3$ и $17,3 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ соответственно.

Как видно из рис. 4, вклад постоянной составляющей $\Delta U_{\sigma}^{\text{const}}$ в общий сигнал ФП равен примерно 15 %. Следовательно, если измерить на этом образце время жизни носителей заряда методом стационарной ФП, пренебрегая вкладом тяжёлых дырок, то полученное значение будет завышено на 15 %.

На рис. 5 приведены измеренные температурные зависимости ФП в геометрии Фойгта (a) и ФМЭ (b). При увеличении температуры зависимости ФП от магнитного поля становятся более плавными. Характер изменений ФМЭ в магнитном поле с увеличением температуры также приближается к линейному. Это связано с тем, что подвижность электронов при увеличении температуры убывает. Величина сигнала ФП возрастает при увеличении температуры, что обусловлено ростом времени жизни электронов. Сплошные кривые на рисунке построены подгонкой теоретических выражений под экспериментальные данные (символы). Таким образом по результатам подгонки были определены температурные зависимости τ_n , S_1 и S_2 .

Рекомбинационно-диффузионные параметры, найденные с помощью данного комплекса для образцов *p*-КРТ, приведены в таблице. Исследуемые образцы были выращены методами жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) и молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ).

Методы	№ п/п	S_1 , м/с	S_2 , м/с	Освещение с лицевой стороны				Освещение через подложку			
				τ , нс	μ_n , $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	E_y^* , В/м	L , мкм	τ , нс	μ_n , $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	E_y^* , В/м	L , мкм
ЖФЭ	1	$2,6 \cdot 10^3$	220	41	4,6	0	35	14	4,75	-260	20
	2	$\leq 10^5$	30	15	5,9	180	23	3,5	4,2	-3200	9,5
	3	$2,2 \cdot 10^4$	20	24	5,3	0	27	6	4,0	-1200	13
МЛЭ	4	98	30	13	5,3	0	21	—	—	—	—
	5	37	38	10,6	6,4	0	21	10,6	6,4	0	21
	6	144	80	10,3	6,9	0	22	—	—	—	—

Заключение. Представленный в данной работе комплекс аппаратных средств и методов позволяет определять электрофизические и рекомбинационные параметры плёнок узкозонных полупроводников p -типа, толщина которых сравнима с диффузионной длиной ННЗ. Достоинством этого комплекса является то, что часть параметров вычисляется из ФП в геометрии Фарадея, а затем используется при совместном анализе ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта, что повышает достоверность найденных значений τ_n , S_1 и S_2 .

Комплекс может быть применён для отработки технологии получения плёнок КРТ, на основе которых изготавливаются фотоприёмные детекторы инфракрасного диапазона с высокими характеристиками.

Авторы выражают благодарность С. А. Дворецкому, В. С. Варавину и Н. Н. Михайлову за предоставление образцов и полезные обсуждения результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nowak M.** Photoelectromagnetic effect in semiconductors and its application // *Program. Quant. Electron.* 1987. **11**, Is. 3–4. P. 205–346.
2. **Костюченко В. Я.** Влияние стационарных скрещенных электрического и магнитного полей на фотогенерированные носители заряда в эпитаксиальных пленках кадмий—ртуть—теллур p -типа (обзор) // *Вест. НГУ. Серия Физика.* 2010. **5**, вып. 1. С. 66–81.
3. **Равич Ю. И.** Фотоэлектромагнитный эффект в полупроводниках и его применение. М.: Сов. радио, 1967. 93 с.
4. **Finkman E., Schacham S. E.** Surface recombination velocity of anodic sulfide and ZnS coated p -HgCdTe // *Journ. Vac. Sci. Technol. A.* 1989. **7**, N 2. P. 464–468.
5. **Mordovich D., Zemel A., Zussman A., Eger D.** Photoelectromagnetic effect in p -type HgCdTe layers grown by liquid phase epitaxy // *Journ. Appl. Phys.* 1987. **51**, N 26. P. 2239–2241.
6. **Konczak S., Nowak M.** The estimation of semiconductors parameters using least squares in photomagnetolectric investigations // *Phys. Status Solidi (a).* 1981. **63**. P. 305–311.
7. **Студеникин С. А., Панаев И. А., Костюченко В. Я., Торчинов Х.-М. З.** Фотомангнитный эффект и фотопроводимость тонких эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$ // *ФТП.* 1993. **27**, № 5. С. 744–756.
8. **Кучис Е. В.** Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М.: Радио и связь, 1990. 264 с.
9. **Приборостроительное предприятие «Системы контроля».** URL: <http://www.termodat.ru> (дата обращения: 15.07.2011).
10. **ЗАО «Руднев — Шияев».** URL: <http://www.rudshel.ru/> (дата обращения: 15.07.2011).
11. **Beck W. A., Anderson J. R.** Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field-dependent Hall technique // *Journ. Appl. Phys.* 1987. **62**, N 2. P. 541–554.
12. **Шуп Т. Е.** Решение инженерных задач на ЭВМ: Практическое руководство. М.: Мир, 1982. 235 с.

Поступила в редакцию 15 июля 2011 г.
