

О СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ И ФОТОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ $Cd_xHg_{1-x}Te$ /CdTe С АНОДНО-ОКИСЛЕННОЙ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Буянов А. В., Гасан-заде С. Г., Жадько И. П., Зинченко Э. А., Романов В. А., Фридрих Е. С., Шепельский Г. А.

В эпитаксиальных слоях $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \approx 0.20$), выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложке из монокристаллического CdTe и защищенных с лицевой стороны анодным окислом, исследовались спектральное распределение фотопроводимости, фотоманитного эффекта, а также гальваномагнитные характеристики в зависимости от зарядового состояния поверхности. Последнее управлялось с помощью ультрафиолетовой подсветки. Все особенности фотоэлектрических, а также гальваномагнитных характеристик эпитаксиальных слоев *n*- и *p*-типа проводимости интерпретированы в рамках представлений, учитывающих изменение изгиба зон и скорости поверхностной рекомбинации, а также наличие поля, обусловленного градиентом ширины запрещенной зоны.

Эпитаксиальные слои (ЭС) на основе узкощелевого полупроводникового соединения $Cd_xHg_{1-x}Te$ находят широкое практическое применение в ИК фотоэлектронике. Несмотря на это, количество публикаций, посвященных фотоэлектрическим свойствам ЭС, остается весьма ограниченным, особенно по сравнению с числом аналогичных публикаций по свойствам объемного монокристаллического $Cd_xHg_{1-x}Te$. Между тем, ЭС имеют ряд особенностей, которые могут оказывать существенное влияние на их физические характеристики. В первую очередь, толщина слоя (10–25 мкм) оказывается сравнимой с диффузионной длиной носителей тока. Это, в частности, приводит к тому, что время жизни носителей будет зависеть от состояния как лицевой, так и тыльной поверхности слоя, которая соприкасается с подложкой. Далее, поскольку эпитаксиальные пленки $Cd_xHg_{1-x}Te$ наносятся, как правило, на подложку из монокристаллического CdTe либо (в случае другого материала подложки) на буферный слой CdTe, это приводит к образованию градиента состава x , направленного от границы раздела ЭС—подложка к лицевой поверхности слоя. В результате возникает варизонность, максимальная вблизи границы раздела с подложкой. Пассивирующее покрытие, которое обычно наносится на лицевую поверхность фотопроводящего образца в виде анодного окисла, также играет более существенную роль в случае ЭС, нежели объемного кристалла, из-за разных соотношений между толщиной образца и характерным размером объемного пространственного заряда, индуцированного анодным окислом. Указанные особенности приводят к более сложному виду характеристик ЭС по сравнению с объемными монокристаллами и требуют привлечения более разнообразных методов исследования.

В настоящей работе приводятся результаты совместных исследований фотопроводимости (ФП) и фотоманитного эффекта (ФМЭ), а также гальваномагнитных измерений в ЭС $Cd_xHg_{1-x}Te$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, в зависимости от зарядового состояния анодного окисла, наносимого на свободную поверхность слоя. Цель исследования — выяснение характера физической неоднородности ЭС по его толщине, а также определение относитель-

ного влияния зарядового состояния свободной поверхности на фотоэлектрические характеристики слоев.

1. Измерения проводились на слоях n - и p -типа проводимости с концентрацией активных примесей $|N_a - N_d| \approx (0.5 \div 10) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и толщиной $d = 15 - 25 \text{ мкм}$. Анодное окисление свободной поверхности осуществлялось в щелочном электролите по стандартной методике [1]; при этом толщина окисного слоя достигала 400 \AA .

Анодное окисление поверхности создает на границе раздела окисел—полупроводник фиксированный положительный заряд большой плотности ($10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$). Недавно было показано [2, 3], что величиной встроенного заряда можно управлять с помощью ультрафиолетового (УФ) излучения: УФ подсветка приводит к перезарядке примесных состояний окисла, нейтрализуя встроенный заряд. Образец, таким образом, переводится в новое, стационарное при низкой ($T < 80 - 100 \text{ К}$) температуре состояние с практически нулевым фиксированным зарядом (нулевым приповерхностным потенциалом). Измерения спектральных характеристик (СХ) ФП и ФМЭ проводились при 80 К , а постоянной Холла R_H и удельного сопротивления ρ — в диапазоне $4.2 \div 250 \text{ К}$.

Последовательность измерений была следующей. Сначала снимались СХ ФП и ФМЭ, а также температурные зависимости R_H и ρ в условиях, полностью исключающих какую-либо подсветку пленки коротковолновым излучением с длинами волн $\lambda < 0.5 \text{ мкм}$. Затем при 80 К окисленная поверхность эпитаксиального слоя предварительно подвергалась стационарному освещению УФ излучением с $\lambda \leq 0.38 \text{ мкм}$ в течение нескольких минут.

После перевода ЭС в «новое» состояние с помощью УФ подсветки проводились повторные измерения характеристик ФП, ФМЭ, R_H и ρ . В обоих случаях СХ ФП и ФМЭ снимались при возбуждении ЭС как со стороны лицевой поверхности, так и со стороны подложки.

2. Наиболее характерные результаты измерений представлены на рис. 1—3. Обращает на себя внимание ряд особенностей у характеристик ЭС с окислом уже до воздействия УФ излучением. Так, в образцах p -типа знак R_H остается отрицательным (соответствует электронному типу проводимости) и в температурной области примесной проводимости, а величина ρ оказывается аномально низкой, наконец, СХ ФМЭ имеет знакопеременное поведение при освещении ЭС с лицевой стороны.

Предварительная УФ подсветка окисленной поверхности приводит к весьма существенным изменениям всех измеряемых величин в слоях как n -, так и p -типа проводимости. В обоих случаях после УФ облучения наблюдается рост (особенно сильный в образцах p -типа проводимости) удельного сопротивления ρ в области примесной проводимости, причем в слоях p -типа постоянная Холла R_H становится положительной во всем низкотемпературном диапазоне (рис. 3).

В обоих случаях величина ФП после УФ подсветки обычно уменьшается во всем спектральном диапазоне, причем указанное уменьшение является более сильным в образцах n -типа проводимости (рис. 1, б, г и 2, б, г, кривые 1, 2).

Из своеобразного вида характеристик 1, 2, представленных на рис. 1, а, б и 2, а, в, трудно заключить, что ФМЭ в исследованных слоях состоит из нормальной (положительной) и аномальной (отрицательной) компонент, имеющих различную зависимость от длины волны возбуждающего излучения. При этом важно отметить, что влияние УФ подсветки на СХ ФМЭ принципиально различно для образцов n - и p -типа. Так, если в материале n -типа величина нормальной составляющей ФМЭ уменьшается с подсветкой при возбуждении ЭС с лицевой стороны (рис. 1, а, кривые 1, 2) и увеличивается при возбуждении со стороны подложки (рис. 1, в), то в слоях p -типа, наоборот, УФ подсветка вызывает увеличение нормальной компоненты ФМЭ в первом случае (рис. 2, а, кривые 1, 2) и ее уменьшение во втором (рис. 2, в).

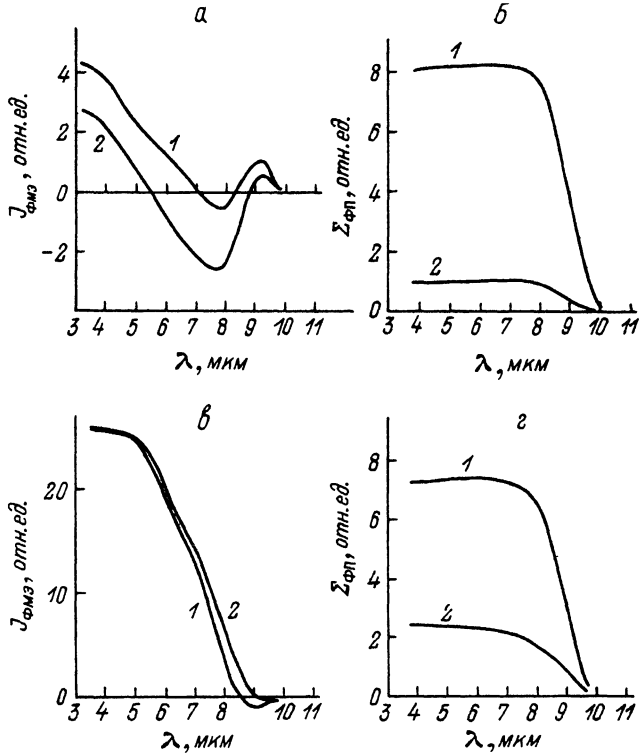


Рис. 1. Спектральные зависимости фотопроводимости (б, г) и фотомангнитного эффекта (а, в) в эпитаксиальном слое $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 17 мкм при освещении с лицевой стороны (а, б) и со стороны подложки (в, г).

$T = 80 \text{ K}$. 1 — до, 2 — после воздействия УФ подсветки.

3. При анализе полученных результатов прежде всего следует принимать во внимание то обстоятельство, что анодный окисел на поверхности пленки обычно содержит положительный заряд большой плотности, который, согласно [2, 3], может сильно уменьшаться (вплоть до отрицательных значений [3]) под воздействием УФ подсветки. Таким образом, исходный заряд в окисле вызывает обогащающий изгиб зон у поверхности слоев n -типа и инверсионный в слоях p -типа; УФ подсветка в обоих случаях вызывает спрямление зон у окисленных поверхностей кристаллов¹ и в этом, собственно, состоит суть их «нового состояния» при $T \leq 80 \text{ K}$.

С учетом изложенного выше нетрудно понять основные закономерности изменения исследованных характеристик. Так, в частности, наличие приповерхностного n -слоя в исходных образцах p -типа приводит к отрицательному значению постоянной Холла R_H во всем диапазоне температур (рис. 3, а, кривая 1). УФ подсветка приводит к исчезновению инверсионного n -слоя, вследствие чего в области примесной проводимости знак R_H становится положительным (рис. 3, а, кривая 2), а усредненное удельное сопротивление ρ сильно возрастает (рис. 3, б). Спрявление зон в пленках n -типа под воздействием подсветки приводит к уменьшению средней концентрации электронов в области примесной про-

¹ Возможные механизмы сильного изменения заряда в окисле под воздействием УФ излучения и связанное с этим спрявление зон у окисленных поверхностей кристаллов рассмотрены в работах [2, 3].

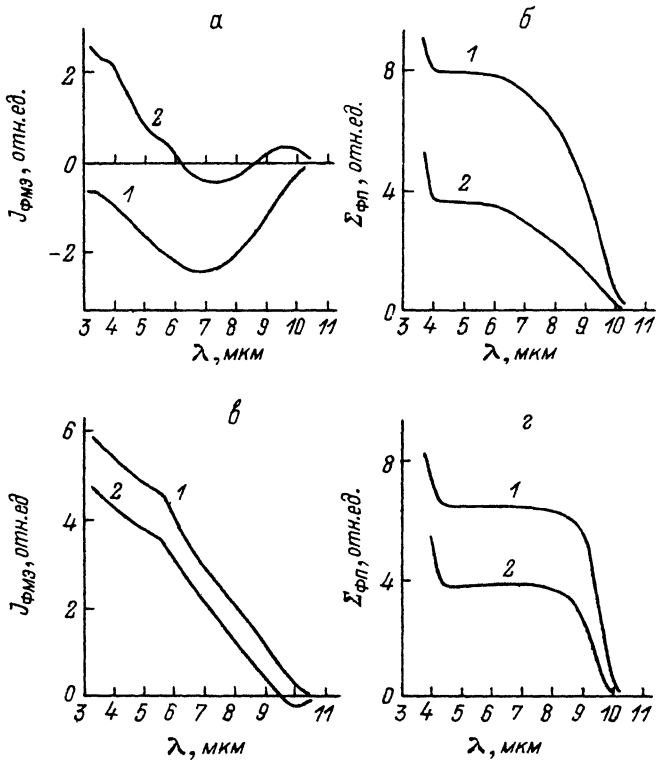


Рис. 2. Спектральные зависимости фотопроводимости (б, г) и фотомангнитного эффекта (а, в) в эпитаксиальном слое $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 25 мкм при освещении с лицевой стороны (а, б) и со стороны подложки (в, г).

$T = 80 \text{ K}$. 1 — до, 2 — после воздействия УФ подсветки.

водимости, что также согласуется с экспериментальными данными — заметным ростом ρ и R_x в низкотемпературной области.

Величины ФМЭ и ФП в значительной мере определяются скоростью поверхностной рекомбинации.

Как известно, эффективная скорость поверхностной рекомбинации s^* весьма чувствительна к параметрам приповерхностного изгиба зон. Величина s^* сильно уменьшается при обогащающем изгибе и, наоборот, увеличивается при истощающем (см., например, [4]). В связи с этим в ЭС n -типа многократное уменьшение величины ФП после воздействия УФ подсветки (рис. 1, б, г, кривые 1, 2) следует связывать с ростом s^* , возникающим при спрямлении исходно обогащающего изгиба зон у окисленной поверхности. Толщина исследованных n -слоев, очевидно, меньше эффективных длин диффузионного смещения носителей, поскольку сильное уменьшение ФП под воздействием УФ подсветки имеет место при возбуждении образцов как с лицевой стороны, так и со стороны подложки.

Более сложный механизм проявляется в слоях p -типа. Принципиальное отличие от ЭС n -типа заключается в том, что в ЭС p -типа с исходно инверсионным изгибом зон у окисленной поверхности на планарном p - n -переходе происходит разделение неравновесных носителей, что существенно ослабляет интенсивность их рекомбинации и, следовательно, приводит к росту величины ФП [5, 6]. С другой стороны, истощающий изгиб зон в ЭС p -типа, вызывающий инверсию типа проводимости, увеличивает s^* в исходном состоянии и уменьшает ФП. Спрявление зон УФ облучением

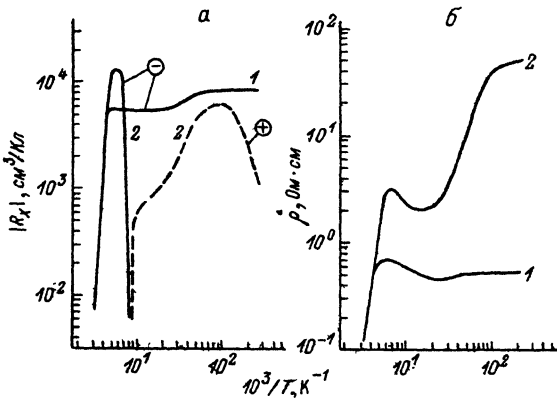


Рис. 3. Температурные зависимости постоянной Холла R_H (а) и удельного сопротивления ρ (б) эпитаксиального слоя $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

1 — до, 2 — после воздействия УФ подсветки.

устраняет оба указанных механизма воздействия изгиба зон на s^* . В результате, как правило, наблюдается уменьшение ФП (рис. 2), что свидетельствует о более существенном вкладе эффекта разделения носителей тока в исходном состоянии. Отметим, что в объемных монокристаллических образцах, как правило, наблюдается противоположный эффект из-за закоротки p — n -перехода торцевым контактом [7].

Обсуждение ФМЭ измерений естественно начать с выяснения природы нетривиального вида спектральных зависимостей, получаемых при возбуждении ЭС прежде всего с лицевой стороны (рис. 1, а и 2, а, кривые 1, 2). В теоретической работе [8] было показано, что именно такой вид СХ ФМЭ должен наблюдаться в варизонной по толщине пластине при ее освещении с узкозонной стороны. Действительно, в этом случае ФМЭ состоит из диффузионной и полевой (обусловленной градиентом ширины запрещенной зоны) компонент, которые при указанном направлении освещения образца следует рассматривать соответственно как нормальную и аномальную составляющие, по-разному зависящие от длины волны возбуждающего излучения. При малых s^* в коротковолновой области спектра (приповерхностное поглощение света) преобладает диффузионная компонента и ФМЭ имеет нормальный знак. В области средних длин волн, где поглощение возбуждающего излучения не столь сильно и генерация носителей внутри образца более однородная, преобладает полевая составляющая и ФМЭ аномален. Наконец, в длинноволновой области спектра знак ФМЭ снова становится нормальным, поскольку в этом случае коэффициент поглощения света близок к нулю для большей части толщины пластины и генерация неравновесных носителей имеет место только в наиболее узкозонной приповерхностной области, что снова приводит к доминирующей роли диффузионной компоненты эффекта.

При возбуждении пластины с широкозонной стороны ФМЭ в коротковолновой области спектра имеет нормальный знак, поскольку в этом случае обе компоненты эффекта направлены в одну сторону. В длинноволновой области (при условии малых значений s^*) ФМЭ отрицателен, так как свет поглощается только у противоположной поверхности и доминирующий вклад в суммарный эффект вносит компонента, обусловленная обратной (по направлению к возбуждающему световому потоку) диффузией неравновесных носителей.

Нетрудно также понять, что в рассматриваемой модели варизонного полупроводника всякое увеличение s^* на «узкозонной» поверхности должно приводить

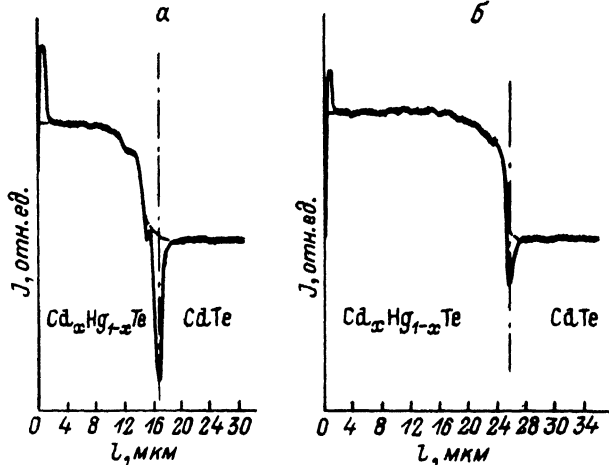


Рис. 4. Координатные зависимости сигнала ОЭ в исследованных слоях n - (а) и p -типа проводимости (б).

к относительному росту аномальной составляющей ФМЭ в случае возбуждения образца с узкозонной стороны и ее уменьшению при освещении с противоположной стороны; наоборот, всякое уменьшение s^* против его исходного значения должно вызывать подобные изменения нормальной компоненты ФМЭ при тех же условиях возбуждения.

Поскольку УФ подсветка, вызывая спрямление зон, увеличивает s^* в пленках n -типа и уменьшает ее значение в p -слоях [3], то, как видно из детального сравнения зависимостей 1 и 2 на рис. 1 и 2, все описанные выше особенности СХ ФМЭ в варизонном полупроводнике полностью согласуются с экспериментальными данными.

Прямое доказательство варизонности исследованных структур получено нами при изучении профиля распределения компонент твердого раствора по толщине эпитаксиального слоя $Cd_xHg_{1-x}Te$. Для этой цели использовался электронно-зондовый метод регистрации сигнала отраженных электронов (ОЭ) в режиме контраста по среднему атомному номеру \bar{Z} слоя при сканировании электронным зондом поверхности скола структуры вдоль линии, перпендикулярной плоскости гетерограницы $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$ [9]. На рис. 4 приведены профилограммы сигнала ОЭ, полученные на сколах исследованных пленок. Видно, что сигнал ОЭ характеризующий значение \bar{Z} , в обоих случаях возрастает по мере удаления электронного зонда от гетерограницы (большие всплески сигналов «псевдорельефа» у гетерограниц и свободных поверхностей пленок мы исключаем экстраполяцией, показанной штрихпунктиром). Такая координатная зависимость сигнала ОЭ свидетельствует об уменьшении в исследованных пленках $Cd_xHg_{1-x}Te$ параметра состава x в направлении от гетерограницы к свободной поверхности. При этом оценки, проведенные по предложенной в [9] методике, приводят к весьма широкому диапазону изменения по толщине указанного параметра ($0.16 < x < 0.4$). Значительной варизонностью (согласно рис. 4) характеризуется прилегающий к гетерогранице слой, толщина которого $\sim 10 \div 12$ мкм.

Таким образом, особенности фотоэлектрических и гальваномагнитных характеристик ЭС $Cd_xHg_{1-x}Te$ со значительной степенью варизонности получают свое объяснение в рамках модели, учитывающей изменение приповерхностного изгиба зон и скорости поверхностной рекомбинации, а также наличие поля, обусловленного градиентом ширины запрещенной зоны, особенно значительной вблизи границы ЭС—подложка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Catagnus P. S., Baker C. T. // Патент США. 1976. НК 4357-3. МКИ Н 011 28/34. № 3977018.
- [2] Schcolan R. B., Janousek B. K., Alt R., Carcallen R. C., Daughtery M. J., Fote A. A. // J. Vac. Sci. a. Techn. 1982. V. 21. N 1. P. 164—167.
- [3] Nasin F., Singleton J., Nicholas R. J. // Semicond. Sci. a. Techn. 1988. V. 3. N 7. P. 654—663.
- [4] Бир Г. Л. // ФТТ. 1959. Т. 1. В. 1. С. 67—76.
- [5] Knowles P., Jenkin G. T. // Патент 4786335 США. 1988. МКИ⁴ Н 01 L 35/00. НКИ 136/214.
- [6] Судзуки Акира // Заявка 61-30085 Япония. 1986. МКИ Н 01 L 31/10.
- [7] Гасан-заде С. Г., Жадько И. П., Зинченко Э. А., Фридрих Е. С., Шепельский Г. А. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 5. С. 871—875.
- [8] Genzow D., Jozwikowska A., Jozwikowski K., Niedzila T., Piotrowski J. // Jnfr. Phys. 1984. V. 24. N 1. P. 21—24.
- [9] Буянов А. В., Пека Г. П., Ткаченко В. Н. // ФТТ. 1990. Т. 32. В. 8. С. 2425—2430.

Институт полупроводников
АН Украины
Киев

Получена 12.07.1991
Принята к печати 31.10.1991
