

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ С МДП И ПДП СТРУКТУРАМИ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ

Павелец С. Ю., Сванидзе Т. М., Тарасенко В. П.

Сильное поглощение света в тонкопленочных поликристаллических материалах, усиливаемое многократным отражением и преломлением света на рельефной поверхности пленки и гранях кристаллитов, обуславливает основной механизм потерь фотоносителей — потери на освещаемой поверхности фотопреобразователя (ФП). Последнее определяет оптимальную структуру ФП с локализацией электрического поля непосредственно у освещаемой поверхности фоточувствительной компоненты. В качестве прозрачной составляющей ФП используется металл либо широкозонный полупроводник (оптическое «окно»).

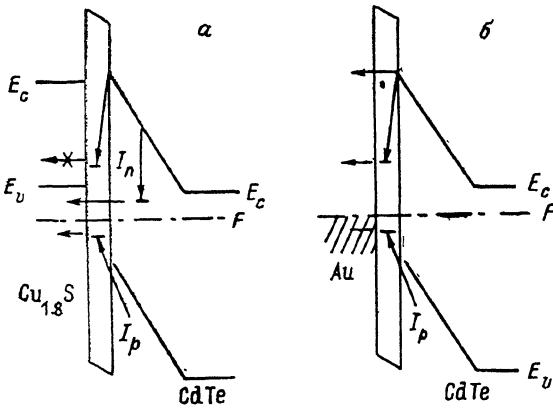


Рис. 1. Энергетические зонные диаграммы структур ПДП (а) и МДП (б).

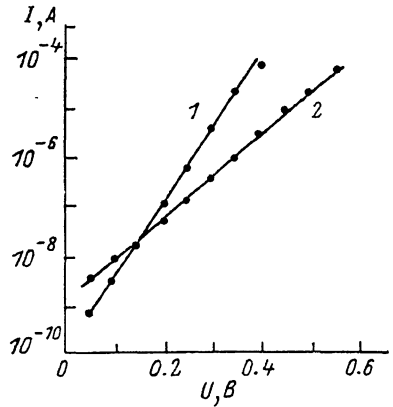


Рис. 2. Прямые ветви вольт-амперных характеристик структур ПДП и МДП.

Еще одна возможность — использование в качестве прозрачной составляющей сильновырожденного, не обязательно широкозонного полупроводника, прозрачность которого, так же как и в случае металлов, достигается путем предельного уменьшения толщины слоя. К названным материалам относятся халькогениды меди, полупроводники *p*-типа проводимости, сильное вырождение которых достигается без специального легирования, с работой выхода $5.3 \div 5.5$ эВ [1⁻⁴]. Преимущество $Cu_{1.8}S$ перед металлическими прозрачными пленками, связанное с более высокой работой выхода, не является очевидным в случае структуры с промежуточным диэлектрическим слоем, если в последнем присутствует встроеныый заряд.

В настоящей работе приводятся результаты сравнительных исследований свойств тонкопленочных поликристаллических МДП структур $Au-TeO_2-CdTe$ и структур ПДП с сильновырожденной составляющей $Cu_{1.8}S-TeO_2-CdTe$. Структуры создавались на основе тонких (≤ 7 мкм) поликристаллических слоев $CdTe$ с концентрацией электронов $\sim 10^{15}$ см⁻³. На поверхности пленки выращивался диэлектрический окисел TeO_2 . Толщина окисла близка к оптимальной, что согласуется с низким последовательным сопротивлением и высокой квантовой эффективностью ФП. Слои $Cu_{1.8}S$ и золото наносились термическим испарением в вакууме. Толщина пленки $Au \leq 15$ нм, сульфида меди ~ 40 нм. Концентрация дырок в $Cu_{1.8}S \sim 5 \cdot 10^{21}$ см⁻³, при этом уровень Ферми расположен в *n*-зоне на расстоянии 0.3 эВ от ее потолка.

На рис. 1 представлены энергетические зонные диаграммы структур. Значения диффузионных потенциалов U_d , полученные при исследовании вольт-емкостных характеристик, для обеих структур практически совпадают с точностью до ~ 0.02 В (как правило, на указанную величину больше в случае $\text{Cu}_{1.8}\text{S}$) и находятся в пределах $0.9 \div 0.95$ В. Слабая зависимость U_d от природы прозрачной составляющей согласуется с известными результатами работ [5, 6], свидетельствующими о независимости высоты барьера в CdTe от работы выхода контактирующих металлов.

На диаграммах указаны вероятные для исследованных структур переходы электронов I_n и дырок I_p из полупроводника n -типа в прозрачную составляющую. Для ФП с составляющей $p\text{-Cu}_{1.8}\text{S}$ при прямых смещающих напряжениях доминирующим типом переходов электронов является рекомбинационно-туннельный [2]. Для МДП структуры, кроме I_n^* — эмиссионно-туннельного тока, необходимо учитывать I_n — прямой переход электронов из s -зоны полупроводника через поверхностные электронные состояния в металл [7].

При освещении ФП со стороны прозрачной составляющей ($\text{Cu}_{1.8}\text{S}$ либо Au) фототок для исследованных структур в общем виде можно представить как $I_\phi = e\Phi Q$, где Φ — интенсивность света (в кв/см²·с), входящего в фоточувствительную составляющую CdTe, Q — коэффициент собирания фотоносителя, который зависит от внешнего смещающего напряжения U , изменяющего ширину области пространственного заряда и величину электрического поля E' у освещаемой поверхности.

Правильная оценка величины Q требует учета погрешностей, вызываемых неточностью в определении $e\Phi$, поэтому сравнение потенциальных возможностей МДП и ПДП структур было проведено путем анализа зависимостей I_ϕ от U . Указанные зависимости характеризуются одинаково для обеих структур темпом роста I_ϕ с увеличением отрицательного U , а в коротковолновой области спектра при $\lambda = 0.45$ мкм для исследованных ФП I_ϕ не зависит от U , что соответствует случаю $Q=1$. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о соизмеримости для обеих структур не только объемных потерь, но и потерь фотоносителей на границе раздела.

При исследовании ВАХ обнаружено для обоих переходов хорошее совпадение закономерностей прохождения обратного тока. Обратные ветви характеризуются отсутствием тока насыщения, резкой точки пробоя и состоят из двух участков. В области меньших напряжений ($U < 1$ В) ток изменяется линейно с изменением U . При больших напряжениях наблюдается степенная зависимость $I \sim U^m$, где $m=3$. Рассмотренные особенности характерны для ФП с составляющей $p\text{-Cu}_{1.8}\text{S}$ [8-10] и интерпретируются в рамках непрямого зона-зонного туннелирования (туннельный переход электрона из валентной зоны $\text{Cu}_{1.8}\text{S}$ в зону проводимости полупроводника n -типа).

Прямые ветви ВАХ, представленные на рис. 2 (кривые 1 и 2), имеют существенные различия в механизмах прямого тока исследованных МДП и ПДП структур. Обе ветви описываются выражением $I = I_0 \exp(eU/\beta kT)$, однако параметры ВАХ заметно различаются. Значения I_0 и β при комнатной температуре соответственно для $\text{Cu}_{1.8}\text{S}-\text{TeO}_2-\text{CdTe}$ и $\text{Au}-\text{TeO}_2-\text{CdTe}$ равны 10^{-9} и 10^{-10} А/см², 2 и 1.1. Различны и температурные зависимости. Для МДП структуры параметр β с температурой не изменяется, а поведение I_0 соответствует тепловому процессу с энергией активации $\epsilon_a = 0.9$ эВ, что близко к значению $eU_d = 0.95$ эВ, полученному по ВСХ.

Температурные характеристики ПДП структур типичны для переходов с $p\text{-Cu}_{1.8}\text{S}$, в которых доминируют рекомбинационно-туннельные токи. Для них характерны более слабое изменение I_0 с температурой ($\epsilon_a = 0.45$ эВ) и зависимость β от температуры.

Как видно из рис. 2, прямые ветви ВАХ пересекаются, что дополнительно свидетельствует о принципиальном различии механизмов тока. Действительно, при больших U ток МДП структуры больше, следовательно, в случае ПДП структуры соответствующий канал тока закрыт. Если в МДП преобладает ток электронов из CdTe в металл через промежуточные состояния (рис. 1), то естественно предположить, что в случае ПДП этот канал блокируется запрещенной зоной $\text{Cu}_{1.8}\text{S}$.

При низких значениях U ток через МДП меньше, следовательно, в ПДП структуре существует дополнительная возможность для перехода электрона из CdTe в $Cu_{1.8}S$. Одна из вероятных гипотез указанного различия связана с тем, что в случае ПДП структуры туннельный переход I_p (рис. 1) является прямым (без участия фонона или частицы примеси). Для МДП структуры указанный переход может реализоваться посредством непрямого туннелирования. Вероятность непрямого туннелирования меньше, следовательно, в МДП доминируют термоактивационные процессы.

Таким образом, условия переноса неосновных носителей заряда через переход, а также протекание обратного туннельного тока одинаковы для МДП и ПДП структур. Принципиальная разница в переносе основных носителей тока определяется блокированием запрещенной зоной $Cu_{1.8}S$ потока электронов из CdTe при прямых смещающих напряжениях. Значения $\beta > 2$ определяют более высокую фотовольтовую чувствительность структуры $Cu_{1.8}S-TeO_2-CdTe$. С последним связаны и более высокие значения КПД солнечного преобразователя (10—11 %), наблюдавшиеся нами на подобных структурах.

Кроме того, следует отметить и более высокую технологичность ПДП тонкопленочных поликристаллических структур. Последнее связано с тем, что большие, чем в случае металлов, толщины слоев $Cu_{1.8}S$ позволяют проще получать сплошную (без разрывов) пленку на рельефной поверхности фоточувствительной компоненты.

Список литературы

- [1] Павелец С. Ю., Сванидзе Т. М., Тарасенко В. П. // УФЖ. 1983. Т. 28. В. 4. С. 581—585.
- [2] Павелец С. Ю., Папидзе И. В., Сванидзе Т. М., Федорус Г. А. // Оптоэлектрон. и полупроводн. техн. 1983. № 3. С. 73—78.
- [3] Борковская О. Ю., Дмитрук Н. Л., Павелец С. Ю. // Письма ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 24. С. 1490—1493.
- [4] Павелец С. Ю., Папидзе В. П. // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 11. С. 2388—2390.
- [5] Popron I. P., Siffert P. // Rev. Phys. Appl. 1977. V. 12. N 2. P. 427—430.
- [6] Mead C. A., Spitzer W. G. // Phys. Rev. 1964. V. 134. N A713. P. 713—716.
- [7] Зинец О. С., Кильчицкая С. С., Стриха В. Н. // Гелиотехника. 1984. № 6. С. 8—13.
- [8] Комащенко В. Н., Федорус Г. А. // УФЖ. 1972. Т. 17. В. 7. С. 1076—1081.
- [9] Горбик П. П., Комащенко В. Н., Федорус Г. А. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 7. С. 1276—1280.
- [10] Павелец С. Ю., Сванидзе Т. М., Тарасенко В. П. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1330—1332.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получено 1.06.1990
Принято к печати 7.07.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ МЕЖСЛОЕВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СПЕКТРАХ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ $(Bi_2Te_3)_x(Bi_2Se_3)_{1-x}$

Велиюлин Э. И., Кахраманов С. Ш.,
Евстигнеев А. М., Антощук В. В.

Кристаллы $(Bi_2Te_3)_x(Bi_2Se_3)_{1-x}$ используются в качестве термоэлектрического материала и имеют гексагональную ячейку, состоящую из набора сравнительно далеко отстоящих квинтетов, между которыми осуществляется слабое ван-дер-ваальсовское взаимодействие [1]. Последнее обстоятельство, а именно слабость химической связи атомов соседних слоев позволяет предположить, что электронную систему в объеме $(Bi_2Te_3)_x(Bi_2Se_3)_{1-x}$ можно рассматривать как некоторый аналог двумерного электронного газа. Отметим, что в проводимых