

Фоточувствительность структур $\text{In-SiO}_2\text{-Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$ с непрозрачным полевым электродом

© В.Н. Овсяк, В.В. Васильев, Ю.П. Машуков

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 18 января 2000 г. Принята к печати 27 января 2000 г.)

Исследуется фотоэффект в МДП структуре на основе $\text{Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$ с низкотемпературным пиролитическим SiO_2 и In толщиной 5000 \AA , площадью $0.5 \times 0.5 \text{ мм}$. Для МДП структуры с непрозрачным полевым электродом наблюдаемый фотоэффект заключается в изменении емкости и высокочастотной проводимости МДП структуры, он определяется фотоносителями, образующимися вне МДП структуры и достигающими ее за счет диффузии или по поверхностному каналу. Это происходит, когда МДП структура находится в состоянии инверсии; при этом образуется вихревой электрический ток, который пересекает индуцированный $p-n$ -переход и замыкается сам на себя на периферии МДП структуры. В работе считается, что этот ток и дополнительное напряжение на $p-n$ -переходе связаны между собой формулой Шокли.

Определены следующие параметры: β — коэффициент в формуле Шокли, характеризующий неидеальность $p-n$ -перехода; R_0A — произведение сопротивления при нулевом смещении на площадь $p-n$ -перехода; ΔS — площадь сбора фотоносителей. Получено: $\beta = 1.52$; $R_0A = 2.7 \cdot 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$; ΔS соответствует полоске по периметру МДП структуры шириной 15 мкм . Исследуемая МДП структура рассмотрена как фотоприемник.

Соединения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) с разным мольным составом x широко используются для изготовления фотоприемников среднего и дальнего инфракрасного (ИК) диапазонов [1]. Структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) на основе этого материала применяют в качестве активных элементов фотоприемников [2], а также в качестве тестовых элементов при изготовлении матричных фотоприемных устройств [3]. В данной работе исследована фоточувствительность МДП структур с непрозрачным электродом, возникающая при засветке периферии управляющего электрода. Показано, что такие исследования могут быть использованы для прогнозирования характеристик $p-n$ -переходов, определяемых параметрами приповерхностного слоя КРТ, а также коэффициента фотоэлектронной связи между соседними фотоэлементами в многоэлементных приемниках ИК излучения.

Методика эксперимента

Экспериментально исследованы МДП структуры на основе объемного материала $\text{Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$, диэлектриком в которых служил слой низкотемпературного пиролитического диоксида кремния (SiO_2) толщиной 700 \AA , выращенный при температуре подложки 100°C . Управляющие электроды площадью $0.5 \times 0.5 \text{ мм}$ и толщиной 5000 \AA получали вакуумным термическим испарением In . Экспериментально измеряли емкость C и угол диэлектрических потерь δ данных структур в темноте и при воздействии света различной интенсивности. Вольт-фарадные характеристики (ВФХ) и зависимости $\delta(V)$ регистрировали при частоте тестирующего сигнала 500 кГц и частоте пилообразной развертки по напряжению смещения $5 \cdot 10^{-3} \text{ Гц}$. Температура образца

была 80 К . Источником излучения служила специально откалиброванная миниатюрная лампа накаливания с вольфрамовой спиралью номиналом 6.5 В , 0.34 А , которая находилась внутри криостата в непосредственной близости от образца без какой-либо фокусирующей системы. Облученность E_e и соответствующий поток фотонов на образец определяли с учетом зависимости излучательной способности вольфрама от длины волны и температуры [4] и поглощения излучения стеклом колбы лампы. Учитывали поток фотонов, попадающих в спектральную область поглощения образца ($\lambda < 6 \text{ мкм}$). Изменение E_e в пределах 3 порядков осуществлялось путем изменения накала лампы и ее расстояния до образца ($14\text{--}50 \text{ мм}$). Температура нити накала лампы контролировалась по ее электрическому сопротивлению.

Экспериментальные результаты

На рис. 1, *a* показаны типичные ВФХ. Видно, что они имеют высокочастотный вид, что характерно для КРТ данного состава при данной частоте тестирующего сигнала; гистерезис в указанном диапазоне напряжений развертки отсутствует. Состояние поверхности при нулевом смещении соответствовало слабой инверсии. Световые характеристики измеряли обычно при включении лампы на некоторое время. Видимые на рисунке переходные процессы определялись при этом временем разогрева лампы.

На рис. 1, *b* показана зависимость от смещения величины δ , которая характеризует активную составляющую высокочастотной проводимости; при инверсии δ растет с освещением.

Рассмотрим схему процессов, происходящих при освещении МДП структуры с непрозрачным полевым электродом.

тродом, находящейся в состоянии инверсии (рис. 2). Фотоэлектроны, диффундирующие в сторону индуцированного $p-n$ -перехода, затягиваются с периферии его электрическим полем и увеличивают концентрацию инверсных подвижных электронов, которые находятся вблизи границы полупроводника с диэлектриком. При этом ширина области пространственного заряда уменьшается, потенциальный барьер понижается, барьерная емкость, а вместе с ней и емкость структуры, увеличиваются. Ток основных носителей, возникающий при уменьшении высоты потенциального барьера, компенсирует фототок фотоэлектронов. Так как ток основных носителей пересекает индуцированный $p-n$ -переход по всей площади МДП структуры, а фотоэлектроны поступают в нее только через периферию, возникает вихревой электрический ток, направленный в средней части МДП

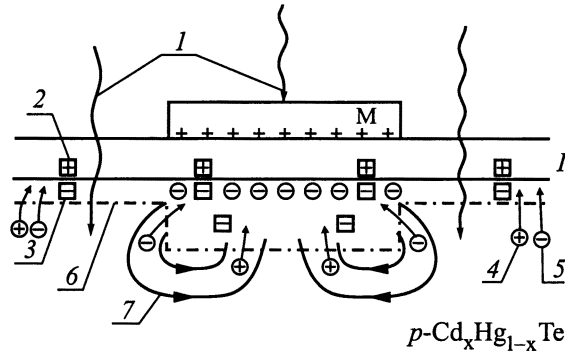


Рис. 2. Схема, поясняющая возникновение фотоэффекта в непрозрачной МДП структуре. M — металл, I — диэлектрик, 1 — фотоны, 2 — положительные заряды в диэлектрике, 3 — акцепторы, 4 — дырки, 5 — электроны, 6 — граница области пространственного заряда, 7 — линии электрического тока.

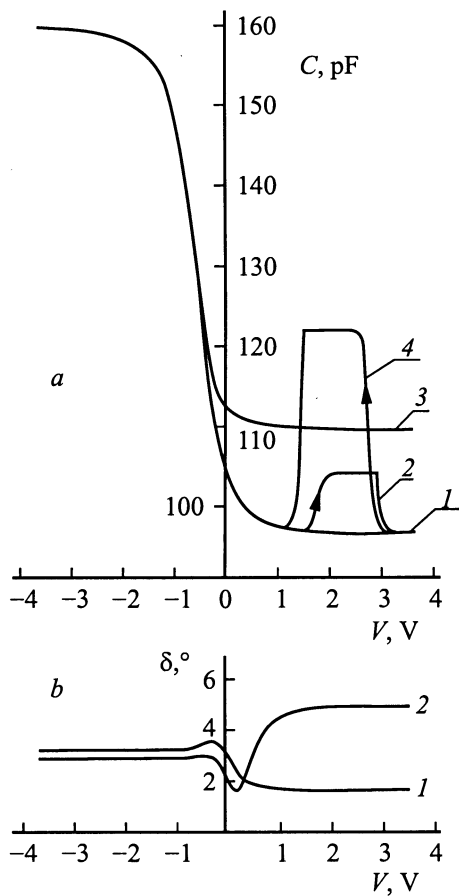


Рис. 1. *a* — темновая (1) и световые ($2-4$) вольт-фарадные характеристики МДП структуры на $Cd_{0.28}Hg_{0.72}Te$ с непрозрачным металлическим электродом. Освещение лампой накаливания с вольфрамовой спиралью с расстояния 14 мм при значениях напряжения и тока для лампы: 0.52 В, 97 мА; 2.48 В, 195 мА; 5.27 В, 296 мА для кривых $2-4$ соответственно. 3 — лампа включена постоянно; $2,4$ — на некоторое время. Стрелки показывают направление хода ВФХ. *b* — темновая (1) и световая (2) $\delta-V$ -кривые для одного из значений накала лампы: 2.82 В, 212 мА, расстояние 14 мм. δ — угол диэлектрических потерь МДП структуры, измерен в градусах.

структуры из объема к поверхности, а на периферии — в обратную сторону. Величина этого тока равна току фотоэлектронов.

В обычных фотоприемниках на $p-n$ -переходах, работающих в режиме фотоэдс, или для МДП фотоприемников с прозрачным полевым электродом в случае освещения равномерным по площади световым потоком нет пространственного разделения потоков электронов и дырок, пересекающих $p-n$ -переход, вследствие чего вихревой электрический ток отсутствует.

Методика вычислений и обсуждение полученных результатов

Так как вдоль инверсионного слоя течет ток, создающий падение напряжения, потенциал инверсионного слоя, а вместе с ним и высота потенциального барьера, зависят от продольной координаты. В нашем случае, однако, этой зависимостью можно пренебречь, так как сопротивление растекания вихревого тока по слою инверсных электронов много меньше сопротивления барьера. К такому же выводу можно прийти с позиций [5], так как диффузионная длина продольной диффузии избыточных носителей в инверсионном слое оказывается много больше размеров МДП структуры, продольное изменение потенциала в инверсионном слое несущественно.

Таким образом, ток через барьер течет с равномерной плотностью и для его вычисления можно применить, как обычно, формулу Шокли

$$I = I_s \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), \quad (1)$$

где q — заряд электрона, U — приложенное к барьеру внешнее напряжение, I_s — ток насыщения, kT — тепловая энергия электрона, β — параметр, характеризующий неидеальность $p-n$ -перехода.

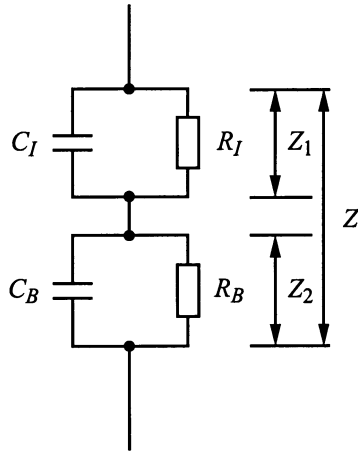


Рис. 3. Эквивалентная схема МДП структуры.

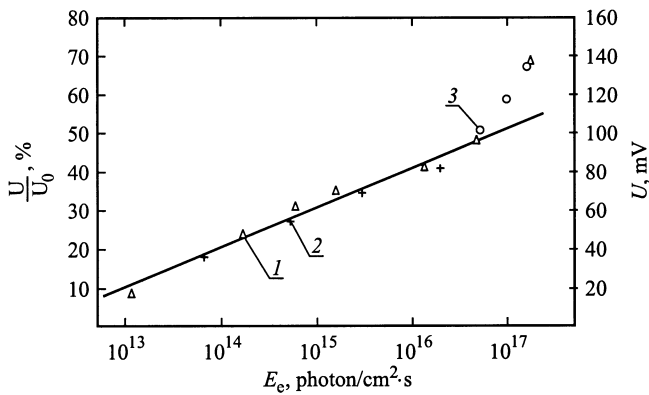


Рис. 4. Зависимость дополнительного напряжения на барьере от освещенности образца. Различные экспериментальные точки соответствуют различным расстояниям до МДП структуры, мм: 1 — 14, 2 — 17, 3 — 38. Теоретическая зависимость (сплошная линия) построена на основании уравнения Шокли (1).

Напряжение U можно определить, используя связь между емкостью p - n -перехода (барьера) C_B и его высотой

$$C_B = \sqrt{\frac{qN_A \varepsilon \varepsilon_0}{2U_B}}, \quad (2)$$

где N_A — концентрация акцепторов, U_B — высота барьера, выраженная в вольтах.

Учитывая, что

$$U_B = U_0 - U, \quad (3)$$

где U_0 — начальная или темновая высота барьера, можно получить следующее выражение:

$$\frac{U}{U_0} = 1 - \left(\frac{C_0}{C_B} \right)^2, \quad (4)$$

в котором C_0 — темновая барьерная емкость, а C_B — емкость при освещении.

Для выделения параметров барьера из параметров МДП структуры использовалась простейшая обобщенная эквивалентная схема МДП структуры (рис. 3). Вычисления проводились на основании соотношений

$$Z_2 = Z - Z_1, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\omega C_B} = \frac{|Z_2|^2}{\text{Im} Z_2}, \quad (6)$$

$$R_B = \frac{|Z_2|^2}{\text{Re} Z_2}, \quad (7)$$

где $\text{Re} Z_2$ и $\text{Im} Z_2$ — соответственно действительная и мнимая части комплексного сопротивления барьера Z_2 .

Определяя таким способом величину U для разных значений освещенности, можно построить зависимость U от $\lg E_e$ (рис. 4). U выражено либо в % от U_0 , либо в мВ. В последнем случае считалось, что $U_0 = \frac{\Delta W}{q} = 200$ мВ, где ΔW — ширина запрещенной зоны образца.

Видно, что рассматриваемая зависимость имеет протяженный линейный участок, что находится в соответствии с выражением (1), в котором величина I пропорциональна освещенности. Наклон этого линейного участка позволяет определить параметр β , который оказывается равным 1.52.

Величина β позволяет судить об интенсивности генерационно-рекомбинационных процессов внутри p - n -перехода. Мы, по-видимому, имеем дело с промежуточным случаем между: 1) $\beta = 1$ — подвижные носители преодолевают резкий барьер высотой ΔW , 2) $\beta = 2$ — барьер типа барьера в p - i - n -структуре, когда основные носители, как дырки так и электроны, преодолевают барьер $\Delta W/2$, чтобы достигнуть i -области, где происходит их взаимная рекомбинация.

По мере увеличения освещенности кроме увеличения емкости барьера происходит увеличение его проводимости (уменьшение R_B), о чем свидетельствует увеличение δ МДП структуры. Определим значение R_B для освещенности, соответствующей данным рис. 1, b ($E_e = 5.75 \cdot 10^{16}$ см \cdot с $^{-1}$). Из левых частей ВАХ и δ — V -кривой, соответствующих режиму обогащения МДП структуры, определим параметры диэлектрика $C_1 = 160$ пФ, $\delta_1 = 3.2^\circ$. Используя далее значения C и δ МДП структуры в режиме инверсии ($C = 111$ пФ, $\delta = 4.9^\circ$), с помощью (5)–(7), а затем (4), находим $R_B = 6 \cdot 10^3$ Ом, $U = 103$ мВ. Если взять темновые значения $C = 97$ пФ, $\delta = 1.7^\circ$, мы таким же способом получим, что $R_B = \infty$. Это означает, что какие-либо механизмы, вызывающие заметные диэлектрические потери в барьере на тестирующей частоте 500 кГц, отсутствуют и, кроме того, что начальное темновое сопротивление барьера R_0 столь велико, что его шунтирующее действие на C_B пренебрежимо мало.

Таким образом, полученное значение R_B является сопротивлением барьера при прямом смещении 103 мВ. Используя зависимость сопротивления барьера от смещения

$$R_B = R_0 e^{-\frac{qU}{\beta kT}}, \quad (8)$$

которое вытекает из (1) при условии $\exp(qU/\beta kT) \gg 1$, можно определить величину R_0 , а также важную для $p-n$ -перехода величину $R_0 A$ (A — площадь $p-n$ -перехода). В результате имеем $R_0 = 1.1 \cdot 10^8 \text{ Ом}$, $R_0 A = 2.7 \cdot 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Последняя величина соответствует самым высоким значениям, полученным для обычных $p-n$ -переходов, изготовленных на КРТ соответствующего состава [6].

И $R_0 A$ и полученное выше значение β характеризуют свойства приповерхностной области образца КРТ, которые в свою очередь в значительной степени определяются химической обработкой поверхности и последующей операцией нанесения диэлектрика.

Полученные данные позволяют оценить площадь ΔS , с которой собираются фотоносители, или их эффективную диффузионную длину. Прежде всего, комбинируя (1) и (8), получаем выражение для фототока в следующем виде

$$I = \frac{\beta kT}{qR_B} I_{ph}. \quad (9)$$

С другой стороны, если принять квантовый выход равным 1, то фототок с площади ΔS определяется выражением

$$I = qE_e(1 - \rho)\Delta S, \quad (10)$$

где множитель $1 - \rho$ учитывает потери на отражение. Используя полученные выше значения R_B , β , E_e и считая $\rho = 0.35$, из (9) и (10) получаем $\Delta S = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$. Это соответствует полоске по периметру МДП структуры шириной $\Delta l = 15 \text{ мкм}$. Полученное значение Δl меньше, чем объемная диффузионная длина электронов (50 мкм), что можно объяснить ограничением диффузионной длины за счет поверхностной рекомбинации фотоэлектронов.

Полученный результат для величины Δl подтверждает вывод, следующий из ВФХ, что вне МДП структуры имеет место обеднение, но не обогащение или инверсия. В случае обогащения Δl была бы близка к объемной длине диффузии L_D , а в случае инверсии Δl могла бы иметь большие значения, многократно превышающие L_D , вследствие того, что фотоносители затягивались бы всей инвертируемой поверхностью и стекали в потенциальную яму МДП структуры по поверхностному каналу, причем с больших расстояний.

При освещенности выше $5 \cdot 10^{16} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ наблюдается более резкое изменение напряжения на $p-n$ -переходе в зависимости от $\lg E_e$ (рис. 4). Возможной причиной этого эффекта, предположительно, могло бы быть уменьшение темпа объемной рекомбинации при больших уровнях инжекции [7].

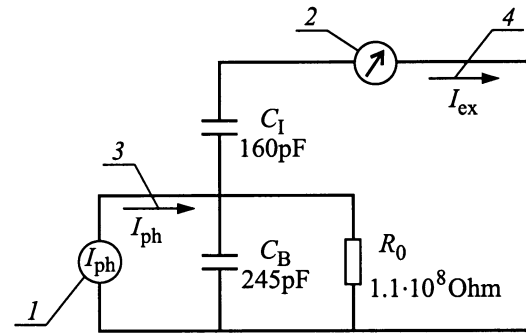


Рис. 5. Эквивалентная схема МДП фотоприемника. 1 — генератор фототока, 2 — измеритель тока, 3 — фототок генератора фототока, 4 — фототок во внешней цепи.

Имеет смысл оценить параметры рассматриваемой МДП структуры как фотоприемника. Проведем сравнение с фотоприемником на обычном $p-n$ -переходе. Так как сопротивление индуцированного $p-n$ -перехода R_0 в нашем случае имеет достаточно большую величину, рассмотрим его работу в режиме генератора тока. Эквивалентная схема тогда будет иметь вид, показанный на рис. 5.

Выражаем измеряемый во внешней цепи ток I_{ex} через I_{ph} :

$$I_{ex} = I_{ph} \frac{j2\pi f C_1 R_0}{1 + j2\pi f R_0 (C_1 + C_B)} \approx I_{ph} \frac{C_1}{C_1 + C_B}, \quad (11)$$

где f — частота модуляции света. Приближенное равенство справедливо для частот выше некоторой граничной частоты f_b , которая определяется постоянной времени $R_0(C_1 + C_B)$ и равна 4 Гц. Отношение фотосигналов для двух сравниваемых фотоприемников определяется фактором $\frac{\Delta S}{A + \Delta S} \frac{C_1}{C_1 + C_B}$. При достаточно малой площади перехода и при малой толщине диэлектрика этот фактор приближается к 1. Можно ожидать, что за счет большей простоты технологии изготовления и лучших параметров индуцированного $p-n$ -перехода по сравнению с обычным фотоприемником на МДП структуре окажется достаточно конкурентоспособным.

Оценка ампер-ваттной чувствительности B при длине волны излучения 5 мкм, а также приведенной обнаружительной способности D^* для нашей МДП структуры как фотоприемника с использованием формулы Найквиста для шумового тока генератора тока

$$I_n = \sqrt{\frac{4kT \Delta f R}{|Z|^2}}, \quad (12)$$

где Z — комплексное сопротивление фотоприемника, R — его действительная часть, дает следующие результаты: $B = 0.12 \text{ А/Вт}$, $D^* = 2.3 \cdot 10^{12} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$. Площадью фотоприемника считалась площадь полевого электрода МДП структуры.

Заключение

Освещение МДП структуры с непрозрачным управляющим электродом, находящейся в состоянии инверсии, позволяет: 1) определить такие параметры индуцированного $p-n$ -перехода, как произведение сопротивления при нулевом смещении на площадь R_0A и коэффициент неидеальности $p-n$ -перехода β ; эти величины характеризуют пригодность материала полупроводника для изготовления на нем многоэлементных фотоприемников; 2) оценить продольную диффузионную длину неосновных носителей, которая позволяет судить о коэффициенте фотоэлектронной связи между соседними фотоэлементами.

Благодарим А.Ф. Кравченко и Д.Г. Есаева за интерес к работе и ряд ценных замечаний.

Список литературы

- [1] A. Rogalski, J. Piotrovski. Prog. Quant. Electron., **12**, 87 (1988).
- [2] R.A. Charman, S.R. Bollero, A. Simmons, J.D. Beck et al. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-27**, 134 (1980).
- [3] V.V. Vasilyev, D.G. Esaev, A.G. Klimenko et al. Proc. SPIE, **3061**, 956 (1997).
- [4] *Физические величины. Справочник*, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М., Энергоиздат, 1991) с. 192.
- [5] В.Н. Овсяк. *Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда* (Новосибирск, Наука, Сиб. отд.-ние, 1984).
- [6] I.M. Baker, M.D. Jenner, J. Parsons et al. Proc. Int. Conf. Advanced Infrared Detectors and Systems (London, 1983) p. 12.
- [7] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963) с. 150.

Редактор В.В. Чалдышев

Photosensitivity of MIS In-SiO₂-Cd_{0.28}Hg_{0.72}Te with an opaque field electrode

V.N. Ovs'uk, V.V. Vasiliev, Yu.P. Mashukov