

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНОЙ ФОТО-ЭДС В ТОНКИХ КОСОНАПЫЛЕННЫХ ПЛЕНКАХ CdTe:Ag ПРИ СОБСТВЕННОМ И ПРИМЕСНОМ ПОГЛОЩЕНИИ

Ю.Ю. Вайткус*, Н.Х Юлдашев, С.М. Отажонов

* Вильнюсский университет

Литва

Ферганский университет

Узбекистан

Поступила в редакцию 27.10.2005

Предложена новая модель АФН-пленки и новые механизмы образования АФН, на основе которых рассчитана высоковольтная фото-ЭДС при собственном и примесном фотовозбуждении. Теоретически предсказана линейная зависимость люксвольтовой характеристики при малых освещенностях, что подтверждается экспериментальными ЛВХ пленки CdTe:Ag в монохроматическом свете.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время достаточно хорошо изучен аномальный фотовольтаический эффект в тонких косонапыленных пленках CdTe ([1–5]). Так, детально исследованы влияние технологических параметров на изменение полярности фото-ЭДС, на угловые, спектральные, люксвольтовые, температурные и другие характеристики тонких слоев со стехиометрическим химическим составом и с нарушенной стехиометрией. Однако до сих пор процессы формирования аномально большого фотонапряжения (АФН $\sim 10^3$ В/см) в зависимости от зарядового состояния и энергетического спектра структурных неоднородностей, таких, как собственные дефекты решетки, чужеродные глубокие примеси, поверхностные уровни не рассматривались. Данная работа посвящена развитию теории образования высоковольтной фото-ЭДС при собственном и примесном поглощении. Предлагается новая модель АФН-пленки и совершенно новые механизмы образования АФН. Анализируются экспериментальные спектры поглощения, тока короткого замыкания и люкс-вольтовые характеристики тонкой пленки CdTe:Ag.

ТЕОРИЯ

Мы рассмотрим более реальную модель АФН-пленки, отражающую реальные технологические условия роста поликристаллической пленки при косом напылении. На рис. 1 схематически изображена структура

АФН-пленки в поперечном сечении, где не заштрихованные области представляют собой пористые участки пленки. Асимметрия границ раздела бикристалла $acde$ и $bcd'e'$, а также прилегающих им объемов обусловлена асимметрией роста. Это в свою очередь вызывает соответствующую асимметрию поверхностных и объемных свойств, таких как концентрация поверхностных состояний N_t (см $^{-2}$), их энергетическое положение в запрещенной зоне E_f и сечения захвата для электронов c_{nt} и дырок c_{pt} , высота приповерхностного барьера ψ_s , концентрация электронов n_0 и дырок p_0 в квазинейтральном объеме при термодинамическом равновесии и т.д.

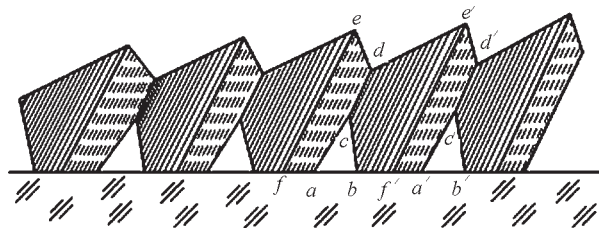


Рис. 1. Структура АФН-пленки в поперечном сечении с плоскостью, перпендикулярной плоскости подложки

Высоковольтное фотонапряжение $V_{\text{АФН}}$ согласно предлагаемой здесь модели возникает в результате суммирования элементарных фотонапряжений, генерируемых асимметричными межкристаллитными барьерами. Как видно из рис. 1, следует различать трех типов таких барьеров: 1) барьеры на тыловых поверхностях типа $a-c$ и $b-c$; 2) барьеры на границе раздела типа $c-d$; 3) барьеры на ес-

тественных поверхностях типа $d-e$ и $d-e'$. Таким образом, измеряемое фото-ЭДС, вообще говоря, для однородно-легированных образцов, в которых можно пренебречь перезарядкой объемных примесных уровней при освещении, а биополярная длина диффузии носителей $L_{\text{бп}} \gg L_s$ – длины экранирования, включает четыре вклада:

$$V_{\text{АФН}} = (N - 1)(V_{\text{ФП}}^{(1)} + V_{\text{ФП}}^{(2)} + V_{\text{ФП}}^{(3)}) + NV_{\text{ФД}}, \quad (1)$$

где N – число периодически расположенных кристаллитов вдоль пленки. Здесь для общности учтена также фото-ЭДС – Дембера или диффузионная фото-ЭДС $V_{\text{ФД}}$ “элементарной ячейки” $acbf'e'def$, возникающая при различных подвижностях электронов и дырок вследствие градиента концентрации избыточных носителей заряда, который появляется из-за неоднородного поглощения света.

Механизм возникновения барьерных фото-ЭДС $V_{\text{ФП}}^{(i)}$ при собственном поглощении света полупроводником заключается в следующем. Поверхностные заряды создают изгиба энергетических зон, т.е. поверхностных барьеров и области объемных зарядов (003), экранирующих квазинейтральные объемы. Избыточные электронно-дырочные пары, возбужденные светом в 003, пространственно разделяются встроенным электрическим полем поверхностных барьеров и возможен захват избыточного носителя заряда одного знака ловушками на поверхности полупроводника. Эти процессы приводит к увеличению концентрации подвижных носителей в области барьера, что вызывает понижение первоначальной высоты барьера. Разность между высотой барьера до и после освещения, измеренная в вольтах, и представляет поверхностно-барьерную фото-ЭДС. Следует особо отметить, что каждый вклад $V_{\text{ФП}}^{(i)}$ в АФН формируется как разность двух поверхностных фото-ЭДС, имеющих противоположного знака, причем $V_{\text{ФП}}^{(1)}$ и $V_{\text{ФП}}^{(3)}$ обнаруживают заметную угловую зависимость от освещения, которые могут быть как одного, так и противоположного знака в зависимости от типа поверхностных барьеров (зависящим от технологических параметров). Инверсии

знака АФН при фронтальном и тыловом освещении, а также при угловых и спектральных зависимостях, естественно, можно объяснить различием в знаках $V_{\text{ФП}}^{(1)}$ и $V_{\text{ФП}}^{(3)}$. Вклад $V_{\text{ФП}}^{(2)}$, по-видимому, слабо зависит от угла падения света и уменьшается также как и другие компоненты АФН, из-за увеличения проводимости пленки. Таким образом, модель АФН-пленки на рис. 1 позволяет качественно удовлетворительно объяснить все ранее экспериментально обнаруженные особенности эффекта высоковольтного напряжения [1, 6].

Теперь попытаемся количественно рассчитать отдельные компоненты $V_{\text{ФП}}^{(i)}$ – поверхностно-барьерные фото-ЭДС. В случае барьера типа 1 для расчета $V_{\text{ФП}}^{(1)}$ АФН-пленку рассмотрим как линейную периодическую цепочку последовательно включенных слоев полупроводник (П) – диэлектрик (D) – полупроводник (П) [7]. Тогда соответствующую модельную зонную диаграмму АФН-пленки можно представить в виде несколько модернизированной модели Петрица [8] (рис. 2).

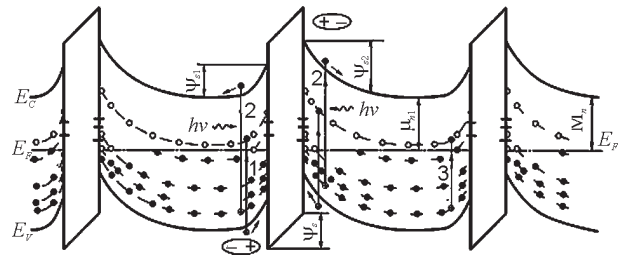


Рис. 2. Энергетическая зонная диаграмма АФН-пленки в условии термодинамического равновесия и возможные электронные переходы, приводящие к образованию фото-ЭДС при собственном и примесном поглощении света. Случай поверхностных барьеров типа 1.

Диэлектрическую прослойку считаем безловушечной, на противоположных гранях которой имеются ряд быстрых поверхностных состояний с отличающимися концентрациями. Темновые концентрации электронов n_0 и дырок p_0 в квазинейтральных объемах полупроводников, прилегающих с разных сторон к D-слою, также отличаются: $n_{01} \neq n_{02}$, $p_{01} \neq p_{02}$. Такая асимметрия свойств структурного элемента ПДП обуславливает асим-

метрию поверхностных барьеров, отражающую в конце – концов асимметричную геометрию роста кристаллитов.

Под действием освещения из спектральной области собственного и даже примесного (типа зона-примесь или примесь-зона) поглощения асимметричная ПДП – структура генерирует фото-ЭДС. Действительно, в случае примесного поглощения фотона в барьерной области, происходит пространственное разделение подвижного носителя заряда одного знака и неподвижного примесного иона противоположного знака, что приводит к образованию поверхностной фото-ЭДС (1 – механизм). Если подвижный носитель захватывается поверхностной ловушкой и изменяется поверхностный заряд, то появляется еще дополнительный канал образования поверхностной фото-ЭДС (2 – механизм). Поскольку, поверхность и потенциальный барьер с разных сторон *D*-слоя отличаются по электрофизическим свойствам, то алгебраическая сумма поверхностных фото-ЭДС ПДП – структуры

$$V_{ФП}^{(1)} = V_{ФП,1}^{(1)} - V_{ФП,2}^{(1)} + V_{ФП}^s, \quad (2)$$

отлична от нуля, и составляет 1-й вклад элементарного фотонапряжения, генерируемое одним структурным элементом АФН-пленки. В результате суммирования таких фотонапряжений, согласно (1) и (2), формируется “**примесное - АФН**”, обусловленное барьерами типа 1.

Здесь очень важно заметить следующие общие особенности образования АФН при примесном поглощении.

а) Примесное АФН обусловлено только поглощением света в барьерных областях, т.е. для него отсутствует демберовский механизм образования АФН;

б) Для заданного элементарного барьера полярность примесной фото-ЭДС не зависит от типа примесного поглощения, таких как примесь-зона или зона-примесь (электронные переходы типа 1 и 2 на рис.2).

в) Межпримесное поглощение света, при котором не возникает подвижные носители заряда, не приводит к образованию АФН (переходы типа 3).

Третье слагаемое в правой части (2) описывает фото-ЭДС, обусловленной асимметричным изменением поверхностных зарядов при освещении за счет захвата избыточных носителей ловушками на поверхности:

$$V_{ФП}^s = \frac{1}{e}(\psi^s - \psi_\phi^s) = \frac{e\delta_{\phi}}{\epsilon_0} \sum_t (\Delta n_{t1} - \Delta n_{t2}), \quad (3)$$

где Δn_{t1} и Δn_{t2} – изменение концентрации электронов на *t* поверхностном уровне слева (индекс 1) и справа (2) от *D*-слоя, δ_{ϕ} – эффективная толщина последнего; $\Delta n_{t1} = n_{t1}^* - n_{t1}$, n_{t1}^* , и $n_{t1} = N_{t1} f_{t1}$ – концентрация электронов на *t* поверхностном уровне при освещении и термодинамическом равновесии. Если считать, что в 003 справедливо приближение постоянных квазиуровней Ферми, то для n_{t1}^* получается выражение [9]

$$n_{t1}^* = \frac{\left[c_{nt,1}(1+\Delta n_1) e^{\frac{\psi_{s1}^*}{kT}} + c_{pt,1} p_t^0 / n_{01} \right] \cdot N_{t1}}{c_{nt,1} \left[(1+\Delta n_1) e^{\frac{\psi_{s1}^*}{kT}} + \frac{n_t^0}{n_0} \right] + c_{pt,1} \left[\left(\frac{p_{01} + \Delta n}{n_{01}} \right) e^{\left(\frac{\psi_{s1}^*}{kT} \right)} + \frac{p_t^0}{n_{01}} \right]}. \quad (4)$$

Здесь $\Delta n_{t1} = \delta n_1 / n_0$ – уровень инжекции электронов, ψ_{s1}^* – величина изгиба зон на поверхности 1 при освещении, n_t^0 и p_t^0 – концентрация электронов и дырок в случае, когда уровень Ферми совпадает с уровнем *t*–ловушки. Величина Δn_{t2} вычисляется аналогично Δn_{t1} и она согласно (4) сводится к определению Δn_2 и ψ_{s2}^* .

Первое и второе слагаемые в правой части (2) могут быть представлены в виде

$$V_{ФП,1}^{(1)} = \frac{1}{e}(\psi_{s1}^* - \psi_{s1}), \quad V_{ФП,2}^{(1)} = \frac{1}{e}(\psi_{s2}^* - \psi_{s2}) \quad (5)$$

т.е. как соответствующее изменение поверхностного изгиба зон под действием освещения.

Для расчета Δn_{ni} и ψ_{si}^* необходимо решать систему двух уравнений, а именно уравнения

интегральной нейтральности (баланса заряда) и уравнения генерационно-рекомбинационного баланса [9]. Однако решить данную систему уравнений в общем виде не удастся. Поэтому далее мы приводим результаты расчета в интересном для нас предельном случае инверсионного изгиба зон, когда один дискретный поверхностный уровень обменивается носителями преимущественно с валентной зоной:

$$c_{pt,i} \left[\left(\frac{p_{0i}}{n_{0i}} + \Delta_{ni} \right) \exp \left(-\frac{\Psi_{si}^*}{kT} \right) + \frac{p_t^0}{n_{0i}} \right] \gg \gg c_{nt,i} \left[\left(1 + \Delta_{ni} \right) \exp \frac{\Psi_{si}^*}{kT} + \frac{n_t^0}{n_0} \right]. \quad (6)$$

Тогда можно показать [9], что

$$V_{\Phi\Pi,i}^{(1)} = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{n_{0i}}{p_{0i}} \cdot \Delta_{ni} \right), \quad (7)$$

$$\Delta_{ni} = -\frac{1}{2} \left(1 + \frac{v_{0i}}{v_{si}} \exp \left(-\frac{\Psi_{si}^*}{kT} \right) \right) + \quad (8)$$

$$+ \sqrt{\frac{1}{4} \left(1 + \frac{v_{0i}}{v_{si}} e^{\left(-\frac{\Psi_{si}^*}{kT} \right)} \right)^2 + \frac{\alpha\eta L_i}{v_{si} \cdot n_{0i}} \cdot e^{\left(-\frac{\Psi_{si}^*}{kT} \right)}}.$$

Здесь v_{0i} и v_{si} – скорости рекомбинации в квазинейтральном объеме и на поверхности i -го полупроводника ($i = 1$ слева от D -слоя); α , η и L_i – коэффициент поглощения, квантовый выход и интенсивность (прошедшего во внутрь пленки, квант/м²·с) возбуждающего света. При слабом уровне возбуждения (8) сильно упрощается и сводится к виду

$$\Delta_{ni} \cong \frac{\alpha\eta L_i}{v_{si} \cdot n_{0i}} \frac{1}{\frac{v_{0i}}{v_{si}} + e^{\frac{\Psi_{si}^*}{kT}}}. \quad (9)$$

Если считать, что уровень инжекции

$\Delta_{ni} \ll \frac{p_{0i}}{n_{0i}}$, то из (7) получим:

$$V_{\Phi\Pi,i}^{(1)} = \frac{kT}{e} \frac{\alpha\eta L_i}{v_{si} p_{0i}} \frac{1}{\frac{v_{0i}}{v_{si}} + e^{\frac{\Psi_{si}^*}{kT}}}, \quad (10)$$

для поверхностной фото-ЭДС, обусловленной изгибом энергетических зон у поверхности полупроводника. Тогда соответствующий элементарный вклад в АФН от одной ПДП – структурой согласно (2) и (10) будет определяться формулой

$$V_{\Phi\Pi,0}^{(1)} = \frac{kT}{e} \alpha\eta L \times \quad (11)$$

$$\times \left[\frac{p_{01}^{-1} \cdot L_1 / L}{v_{01} + v_{s1} e^{\frac{\Psi_{s1}}{kT}}} - \frac{p_{02}^{-1} \cdot L_2 / L}{v_{02} + v_{s2} e^{\frac{\Psi_{s2}}{kT}}} \right],$$

где L – интенсивность света, падающего на поверхность пленки. А другой вклад, обусловленный захватом избыточных дырок поверхностными ловушками с одним дискретным уровнем, находим из (3) и (4) в соответствии со сделанными выше предположениями:

$$V_{\Phi\Pi}^s = \frac{e\delta_{\text{эф}} p_t^0}{\epsilon_0} \times$$

$$\times \left[N_{t1} \left(\frac{1}{p_{01} e^{\left(\frac{\Psi_{s1}}{kT} \right)} + p_t^0} - \frac{1}{p_{01} e^{\left(\frac{\Psi_{s1}}{kT} \right)} + p_t^0} \right) - N_{t2} \left(\frac{1}{p_{02} e^{\left(\frac{\Psi_{s2}}{kT} \right)} + p_t^0} - \frac{1}{p_{02} e^{\left(\frac{\Psi_{s2}}{kT} \right)} + p_t^0} \right) \right].$$

Отсюда при малом уровне возбуждения, когда

$\Psi_{s1}^* - \Psi_{s1} < kT$, получим

$$V_{\Phi\Pi}^s = \frac{e\delta_{\text{эф}} p_t^0}{\epsilon_0} \cdot \alpha\eta L \times$$

$$\times \left[\frac{N_{t1} p_{01}^{-1} \cdot L_1 / L}{\left(v_{01} + v_{s1} e^{\frac{\Psi_{s1}}{kT}} \right) \left(p_{01} + p_t^0 e^{\frac{\Psi_{s1}}{kT}} \right)} \right] \quad (12)$$

$$\left[- \frac{N_{t2} p_{02}^{-1} L_2 / L}{\left(v_{02} + v_{s2} e^{\frac{\Psi_{s2}}{kT}} \right) \left(p_{02} + p_t^0 e^{\frac{\Psi_{s2}}{kT}} \right)} \right]$$

Если подставим (11) и (12) в (2), то окончательно имеем $V_{\Phi\Pi}^{(1)} = \frac{kT}{e} \alpha \eta L \times$

$$\times \left[\frac{p_{01}^{-1} \cdot L_1 / L}{v_{01} + v_{s1} e^{\frac{\Psi_{s1}}{kT}}} \left(1 + \frac{N_{t1} \cdot \delta_{\Delta\phi} / L_t^2}{p_{01} + p_t^0 e^{\frac{\Psi_{s1}}{kT}}} \right) - \frac{p_{02}^{-1} \cdot L_2 / L}{v_{02} + v_{s2} e^{\frac{\Psi_{s2}}{kT}}} \left(1 + \frac{N_{t2} \cdot \delta_{\Delta\phi} / L_t^2}{p_{02} + p_t^0 e^{\frac{\Psi_{s2}}{kT}}} \right) \right], \quad (13)$$

где $L_t^2 = \epsilon_0 kT / e^2 p_t^0$.

Для расчета вклада $V_{\Phi\Pi}^{(2)}$, обусловленной барьерами типа 2 (т.е. границей раздела типа *c-d* на рис. 1) АФН-пленку представляем периодическую цепочку бикристаллов (рис. 3). Тогда элементарная фото-ЭДС $V_{\Phi\Pi}^{(2)}$ есть фото-ЭДС, генерируемая границей одного бикристалла, которая формируется как разность двух барьерно-поверхностных фото-ЭДС

$$V_{\Phi\Pi}^{(2)} = V_{\Phi\Pi,1}^{(2)} - V_{\Phi\Pi,2}^{(2)}, \quad (14)$$

т.е. $V_{\Phi\Pi}^{(2)}$ вычисляется аналогично $V_{\Phi\Pi}^{(1)}$ без третьей слагаемой $V_{\Phi\Pi}^s$ в (2).

Однако заметим, что параметры барьера и поверхности для барьеров типа 2 и типа 1 различаются. Для простоты считаем одинаковыми скорости поверхностной рекомбинации слева и справа от границы раздела $v_{s1} = v_{s2} = v_{sб}$ (индекс б относится бикристаллу), также как и поверхностных изгибов зон $\Psi_{s1} = \Psi_{s2} = \Psi_{sб}$ без освещения. А равновесные концентрации носителей n_0, p_0 и скорости рекомбинации в квазинейтральных объемах бикристалла неодинаковы: $n_{01} \neq n_{02}, p_{01} \neq p_{02}, v_{01} \neq v_{02}$. С учетом этих замечаний в прибли-

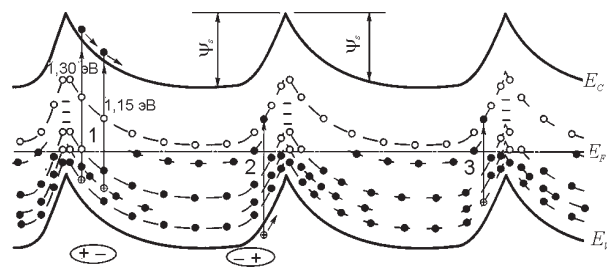


Рис. 3. Энергетическая зонная диаграмма АФН-пленки в условии термодинамического равновесия и возможные электронные переходы, приводящие к образованию фото-ЭДС при собственном и примесном поглощении света. Случай поверхностных барьеров типа 2.

жении слабой инжекция для фото-ЭДС $V_{\Phi\Pi}^{(2)}$ получаем выражение, аналогичное (11)

$$V_{\Phi\Pi}^{(2)} = \frac{kT}{e} \alpha \eta L \times \quad (15)$$

$$\times \left[\frac{p_{01}^{-1} \cdot L_1 / L}{\left(v_{01} + v_{sб} e^{\frac{\Psi_{sб}}{kT}} \right)} - \frac{p_{02}^{-1} \cdot L_2 / L}{\left(v_{02} + v_{sб} e^{\frac{\Psi_{sб}}{kT}} \right)} \right]$$

Отсюда видно, что в допущенных нами выше предположениях бикристалл генерирует фото-ЭДС за счет различия его объемных параметров.

Третий вклад $V_{\Phi\Pi}^{(3)}$ поверхностно-барьерной фото-ЭДС связан непосредственно дендритной структурой открытой (фронтальной) поверхности АФН-пленки. Мы рассчитаем его как разности “горизонтально составляющих” фото-ЭДС, генерируемых дендритными приповерхностными областями, прилегающими к поверхности *e-d* и *d-e'* на рис. 1 (см. также рис. 4).

Если параллельный пучок монохроматического света с интенсивностью L падает на поверхность АФН-пленки под углом φ к поверхности подложки, то интенсивность прошедшего через границы *e-d* и *d-e'* света будет

$$L_1 = T_{01} \cdot L \cdot \sin(\alpha + \varphi) \quad \text{и} \quad L_2 = T_{02} \cdot L \cdot \sin(\varphi - \beta). \quad (16)$$

где $T_{0i}(\varphi)$ – энергетический коэффициент пропускания света *i*-ой границей раздела ваку-

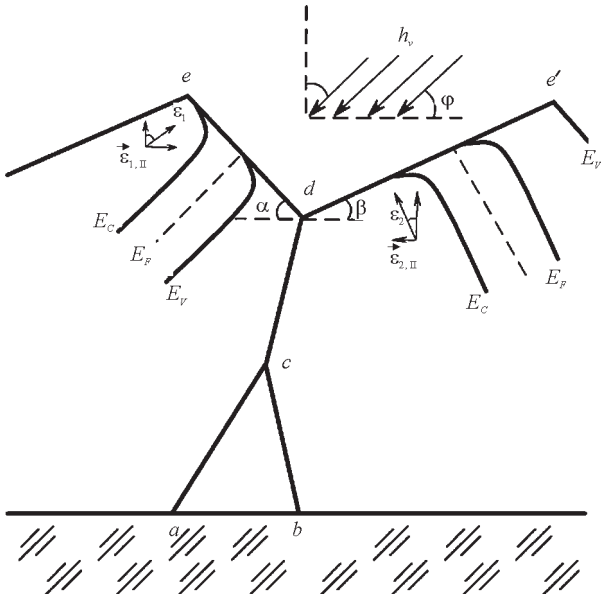


Рис. 4. Дендритная структура поверхности АФН-пленки и формирование связанное с ней приповерхностной фото-ЭДС.

ум – АФН-пленка (который может быть рассчитан формулой Френеля [10]), α и β – угол наклона поверхности $e-d$ ($i = 1$) и $d-e'$ ($i = 2$). Из (16) видно, что даже при однородном освещении поверхности АФН-пленки дендритная структура вызывает асимметрию интенсивности света по обе стороны границы би-кристаллов. В результате фотогенерации носителей тока и их разделения в приповерхностных 003 электрические поля в них асимметрично модулируются, неравенство горизонтально составляющих вектора напряженности которых приводит к образованию фото-ЭДС:

$$V_{\text{ФП},1}^{(3)} \cong \frac{h}{L_s} V_{\text{ФП},ed}^{(3)}, \quad V_{\text{ФП},2}^{(3)} \cong \frac{h}{L_s} V_{\text{ФП},de'}^{(3)}. \quad (17)$$

Здесь учтено, что $ed \cdot \sin \alpha = de' \cdot \sin \beta = h$ – высота дендритов (рис. 4). Величины $V_{\text{ФП},ed}^{(3)}$ и $V_{\text{ФП},de'}^{(3)}$ вычисляются также как, например, $V_{\text{ФП},1}^{(1)}$ и $V_{\text{ФП},2}^{(1)}$. Учитывая (16), (17) и (10) для $V_{\text{ФП}}^{(3)}$ получим следующее выражение:

$$V_{\text{ФП}}^{(3)} = \frac{kT}{e} \alpha \eta L \cdot \frac{h}{L_s} \times \quad (18)$$

$$\times \left[\frac{p_{01}^{-1} T_{01} \cdot \sin(\alpha + \varphi)}{v_{01} + v_{s\Pi,1} e^{\frac{\Psi_{s\Pi,1}}{kT}}} - \frac{p_{02}^{-1} T_{02} \cdot \sin(\varphi - \beta)}{v_{02} + v_{s\Pi,2} e^{\frac{\Psi_{s\Pi,2}}{kT}}} \right],$$

где $v_{s\Pi,1}$ и $v_{s\Pi,2}$ – скорости поверхностной рекомбинации для дендритной поверхности, $\Psi_{s\Pi,1}$ и $\Psi_{s\Pi,2}$ изгиб зоны на поверхности $e-d$ и $d-e'$. Если в (18) положим $h = 0$, то вклад $V_{\text{ФП}}^{(3)} = 0$, что естественно отражает отсутствие дендритной структуры.

Из формул (13), (15) и (18) для парциальных вкладов фото-ЭДС $V_{\text{ФП}}^{(i)}$ видно, что рассмотренные выше все три механизма образования АФН приводит к одинаковой по структуре выражениям. Согласно этим выражениям АФН возникает из-за различия электронных свойств объема (n_0, p_0, v_0) и поверхности (ψ_s, v_s) соседних кристаллитов, что не реализуется при нормальном падении молекулярного пучка к подложку. При очень малых освещенностях света АФН пропорционально коэффициенту поглощения α , квантовому выходу η , интенсивности света L , коэффициенту пропускания T_{0i} границы раздела вакуум – пленка. Нелинейная зависимость $V_{\text{ФП}}^{(i)}$ от L может возникать из-за зависимости скорости объемной v_{0i} и поверхностной v_{si} рекомбинаций от освещенности. Конкретный расчет v_{0i} и v_{si} так же как и демберовского вклада $V_{\text{ФД}}$, выходит за рамки настоящей работы. Такой расчет для монокристалла в определенных приближениях выполнен в работе [9].

ЭКСПЕРИМЕНТ

Поликристаллические пленки CdTe:Ag выращивались методом термовакуумного испарения со скоростью конденсации $\sim 1,7$ нм/с, толщиной $\sim 1,0$ мкм на стеклянную подложку под углом $\sim 45^\circ$ между направлением молекулярного пучка и нормалью к подложке, температура которой равнялась 250° С при вакууме в камере $10^{-4} \div 10^{-5}$ мм.рт.ст. Легирование серебром осуществлялось путем подпыления из отдельного испарителя на поверхность

подложки или в начальной стадии осаждения пленок.

Масса легиранта составляла ~0,3% от массы CdTe. Темновое сопротивление пленок было ~10¹⁰ Ом при 290 К и они генерировали V_{АФН} ≈ 300 В на 1 см длины при естественном освещении с интенсивностью 10⁴ лк.

С целью изучения основных особенностей АФН эффекта, вызывающие светом из области собственного и примесного поглощения, были измерены спектры оптического поглощения и спектры тока короткого замыкания I_{кз} (рис. 5). На спектре поглощения света (кривая 1) исследованных пленок CdTe:Ag имеется явно выраженная примесная полоса поглощения: одна более явно выраженная полоса с красной границей ~1,3 эВ обусловлена скорее всего, с глубокими уровнями однозаряженных вакансий кадмия V_{Cd} и их комплексов, а другая, в которой коэффициент поглощения уменьшается от ~10³ до 10² см⁻¹ в области 0,7 ÷ 1,3 эВ, может быть связана с глубокими уровнями двух заряженных вакансий кадмия (E_{опт} ≈ 0,7 эВ), вакансий теллура (E_{опт} ≈ 1,04 эВ), серебра (E_{опт} ≈ 1,15 эВ) и их комплексов. На спектре I_{кз} также четко выявляется тонкая структура края фоточувствительности. Из сравнения экспериментальных результатов с теоретическими кривыми сечения захвата фотона определены глубокие примесные уровни с энергиями оптической активации 0,95 эВ, 1,04 эВ, 1,15 эВ и 1,30 эВ [11].

На рисунках 2 и 3 схематически показаны электронные переходы с участием примесного поглощения света, приводящие к образованию примесного АФН. Заметим, что спектры коэффициента поглощения и спектр I_{кз} хорошо коррелируются.

На рис. 6 в двойном логарифмическом масштабе представлены люкс-вольтовые характеристики (ЛВХ) пленок CdTe:Ag при монохроматическом освещении. Как видно из рисунка, что ЛВХ обладают одним типом линейности V_{АФН} ~ L^α и наклон всех кривых почти одинаков (tgα меняется в пределах 0,99 ÷ 1,23), что отражает однотипность дрейфовых барьеров. Также видно, что с ростом энергии падающих квантов сечения их захвата, связанная с генерацией АФН растет,

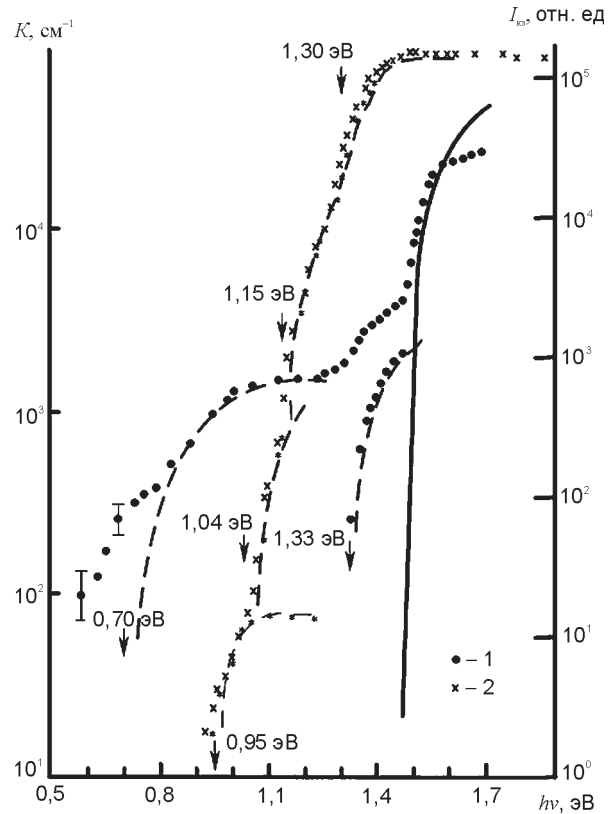


Рис. 5. Спектр поглощения (1) и I_{кз} (2) пленок CdTe:Ag при фронтальном освещении.

причем этот рост при малых энергиях кванта в области примесного поглощения более существенно, а с приближением hν к Eg сечение захвата фотонов насыщается и при дальнейшем росте hν она практически не

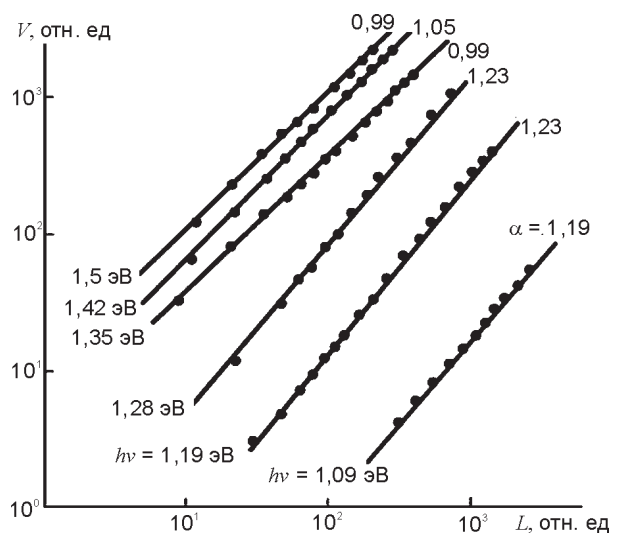


Рис. 6. Люкс-вольтовые характеристики пленок CdTe:Ag при монохроматическом освещении.

зависит, что отражает спектра коэффициента поглощения (см. рис. 5).

СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Если в полученных формулах (13), (15) и (18) которые справедливы лишь при малых интенсивностях L пренебрегаем слабой частотной зависимостью выражения в квадратной скобке, то спектр $V_{\text{АФН}}$ будет определяться в основном частотными зависимостями коэффициента поглощения $\alpha(\nu)$ и квантового выхода $\eta(\nu)$, связанными с генерацией АФН: $V_{\text{АФН}} \sim \alpha(\nu) \cdot \eta(\nu)$. Поскольку $I_{\text{кз}} \sim V_{\text{АФН}}$, то спектры $I_{\text{кз}}$ и $V_{\text{АФН}}(\nu)$ совпадают. В случае примесного поглощения $\alpha(\nu) = \sigma_{\text{фи}} \cdot n_i$, где $\sigma_{\text{фи}}$ – сечение захвата фотона i -м примесным центром, n_i – концентрация заполненных i -центров, которая имеет пространственную неоднородность в ООЗ. В генерации $V_{\text{АФН}}$ участвует определенная доля α , связанная поглощением фотонов только в барьерных областях с электронными переходами типа 1 и 2 (см. рис. 2 и 3). Неполное совпадение экспериментальных спектров поглощения $\alpha(\nu)$ и тока короткого замыкания $I_{\text{кз}}(\nu)$ в примесной области поглощения (рис. 5) обусловлено заведомо существенной частотной зависимостью квантового выхода $\eta(\nu)$ поглощения фотона примесными центрами с последующим пространственным разделением фотонносителя одного знака и иона. Из сравнения спектральных кривых $\alpha(\nu)$ и $I_{\text{кз}}$ на рис. 5 выходит, что квантовый выход для примесной АФН в области частот $h\nu < 0,95$ эВ ничтожно мал, однако с ростом частоты в пределах (0,95 ÷ 1,3) эВ η увеличивается более чем в 10^3 раза, тогда как α – менее 1 порядка. В области частот $h\nu \geq E_g = 1,50$ эВ ($T \approx 300$ К) коэффициент поглощения а также, как и квантовый выход η , а значит и $I_{\text{кз}}$ испытывает насыщение.

Вообще говоря, множитель в квадратной скобке в формулах (13), (15) и (18) может обнаружить частотную зависимость через скорости объемной v_{0i} и поверхностной v_{si} рекомбинаций, а также через коэффициентов пропускания T_{0i} . В зависимости от технологии получения $I_{\text{кз}}$ (т.е. $V_{\text{АФН}}$) может даже испытывать инверсию знака [12].

В известных до сих пор теоретических работах (см. например, [1]) утверждалось, что люксвольтовая характеристика АФН при малых освещенностях носит сублинейный характер. В отличие от этих работ по результатам настоящей работы $V_{\text{АФН}}$ линейно зависит от L . Действительно, как видно из формул (13), (15) и (18) если считать, что при малых интенсивностях света величины v_{0i} и v_{si} не зависят от L , то $V_{\text{АФН}}$ обнаруживает линейную зависимость от L : $V_{\text{АФН}} \sim L$. Если анализировать экспериментальные люкс-вольтовые характеристики в монохроматическом свете, представленные на рис. 6 для нескольких значений энергии падающих фотонов из примесной полосы поглощения, то можно утверждать, что ЛВХ исследуемых АФН-пленок имеет вид $V_{\text{АФН}} \sim L^\alpha$, причем значение α изменяется в пределах (0,99 ÷ 1,23). Отсюда можно заключить, что действительно в соответствии с теорией экспериментальные ЛВХ при малых освещенностях в пределах ошибок измерения носит линейный характер. Небольшое отклонение α от 1 обусловлено, по-видимому, не учтенной зависимостью от L величин v_{0i} и v_{si} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемая здесь модель АФН пленки и механизмы образования высоковольтной фото-ЭДС исходит из реальной структуры роста косонапыленной пленки и не допускает абстрактной гипотетической модели типа p - n - p -структуры или асимметричной анизотропии электрических свойств. В принципе она может быть уточнена конкретными расчетами α , η , v_{0i} , v_{si} , T_{0i} или коэффициента инжекции Δ_n при определенном выборе спектра объемных и поверхностных уровней. Развитая теория образования АФН качественно удовлетворительно согласуются с представленными здесь спектральными и люксвольтовыми характеристиками $V_{\text{АФН}}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адирович Э.И. и др. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника. – Ташкент: “Фан”, 1972. – 343 с. (С.143-229).
2. Дапкус Л.З., Валацка К.К., Бакутис И.П., Ясутис В.В. Некоторые особенности изменения

- субструктуры, пьезоэлектрического заряда и высоковольтной фото-ЭДС в косонапыленных пленках CdTe//Lietuvos Fizikos Rinkinys. – 1981. – XXI, № 1. – С. 59-64.
3. Гулый Е.Г. Жадько И.П., Романов В.А. Фото-вольтаические свойства асимметричной периодической *p-n-p*-структуры//ФТП. – 1982. – Т. 16, Вып. 2. – С. 331-336.
 4. Дошанов К.М. Механизм АФН эффекта в поликристаллических полупроводниках//ФТП. – 1990. – Т. 24, Вып. 7. – С. 1251-1263.
 5. Агарев В.Н., Степанова Н.А. К теории эффекта аномального фотонапряжения в многослойных структурах с *p-n-p*-переходами ФТП. – 2000. – Т. 34, Вып. 4. – С. 452-454.
 6. Атакулов Б.А., Абдуллаев Э.А., Афузов А.Я, Билялов Э.И., Рахимов А.У. Деформационные эффекты в неоднородных полупроводниках. – Ташкент: “Фан”, 1978. – 275 с.
 7. Абдуллаев Э.А., Юлдашев Н.Х. //В сб. Материалы III Всесоюзного научно-технического семинара-совещания “Перспективы развития и практическое применение методов тензометрии при исследовании прочности конструкций”. Фергана. – 1983. – С. 108-130.
 8. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. – М.: Изд. “Иностранной литературы”, 1962. – 432 с.
 9. Зуев В.А., Саченко А.В., Толпыго К.Б. Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах. – М.: Сов. Радио, 1977. – 256 с.
 10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: “Наука”. – 719 с.
 11. Вайткус Ю.Ю., Сенулис Ф.Д. Отажонов С.М., Эргашев Ж. Аномальный фотоэффект в пленках CdTe при возбуждении из примесной области поглощения. Лит. физ.// Сб. 1986. – XXVI, № 5. – С. 602-606.
 12. Вайткус Ю.Ю., Отажонов С.М. Взаимосвязь структуры и фотоэлектрических свойств пленок CdTe, обладающих примесным аномальным фотонапряжением//Кристаллография. – 1992. – Т. 37, Вып. 2. – С. 474-478.

**ПРО МЕХАНІЗМ УТВОРЕННЯ
ВИСОКОВОЛЬТНОЇ ФОТО-ЕДС
У ТОНКИХ КОСОНАПІЛЕНИХ
ПЛІВКАХ CdTe:Ag ЗА ВЛАСНОГО І
ПРИМІСНОГО ПОГЛИНАННЯ
Ю.Ю. Вайткус, Н.Х. Юлдашев,
С.М. Отажонов**

Запропоновано нову модель АФН-плівки й нові механізми утворення АФН, на основі яких розрахована високовольтна фото-ЕДС за власного і примісного фотопорушення. Теоретично обґрунтована лінійна залежність люкс-вольтової характеристики при малих освітленнях, що підтверджується експериментальними ЛВХ плівки CdTe:Ag у монохроматичному світлі.

**ABOUT MECHANISM OF
HIGH-VOLTAGE PHOTO EMF
FORMATION IN THIN SLANTING
DEPOSITED FILMS CdTe:Ag BY OWN
AND ADMIXTURE ABSORPTION
Yu. Vaytkus, N. Yuldashev, S. Otazhenov.**

It was offered a new model for APV film and new mechanisms of APV formation, on the basis of which high-voltage photo emf was calculated at own and admixture light excitation. Theoretically it was predicted a linear dependence of lux-voltage characteristic at low illuminations, which is confirmed by experimental LVC of the CdTe:Ag film in monochromatic light.