

УДК 621.382:530.93:365.2

Алижанов Д.Д., Рахимов Н.Р.

Исследование возникновения аномального фотонапряжения для создания приемника оптического излучения автономного типа

Аннотация: В данной статье приведены возникновения эффекта аномального фотонапряжения и создания приемника оптического излучения автономного типа.

Ключевые слова: АФН – эффект, дембер-эффект, спектральная характеристика, чувствительность

Полупроводниковая пленка возникающая аномальная фотонапряжения (АФН-пленка) представляет собой функциональный преобразователь, трансформирующий световой поток интенсивности Φ_0 в аномально высокое фотонапряжение $V_{\text{АФН}}$. Соответственно существующих модели эта трансформация складывается из трех этапов [2,3,6,7,11].

Во-первых, создание фототока $I_{\text{Ф}}$, обусловленного фотогенерацией и пространственным разделением неравновесных носителей на каждом микро-р-п-переходе. Во-вторых, возникновение элементарных напряжений на микро-р-п-переходах в результате накопления объемных зарядов, создаваемых фототоком. В-третьих, формирование аномально большого фотонапряжения путем суммирования элементарных фотонапряжений на р-п-переходах.

Первый процесс осуществляется, как правило, воздействием света. Третий процесс осуществляется в естественным образом возникающей в процессе роста, характерной для АФН-пленки батаре последовательно включенных микрофотоэлементов. Второй процесс может быть осуществлен на различного рода барьерах или с помощью фотодиффузионного эффекта (эффект Дембера) в однородных микрофотоэлементах.

Исследование зависимости $V_{\text{АФН}}(\alpha)$ для свеженапыленных пленок кремния при различных углах поступления молекулярного пучка на подложку показало, что на всех пленках аномальное фотонапряжение имеет инверсию знака фотонапряжения в пределах $0 - 180^\circ$, причем угол инверсии практически соответствует углу осаждения пленки.

Установлено [1], что термообработка пленок, полученных при $\alpha_{\text{исп}} = 60^\circ$ при температуре 400°C приводит к сдвигу угла инверсии знака АФН в сторону больших углов освещения. Такой сдвиг наблюдается в пленках с $\alpha_{\text{исп}} = 45^\circ$ при 300°C . Термическая обработка пленок с $\alpha_{\text{исп}} = 30^\circ$ уже 200°C приводит к сдвигу угла инверсии знака АФН, причем величина этого сдвига больше, чем в пленках с $\alpha_{\text{исп}} = 45^\circ, 60^\circ$. Обработка при температуре 300°C показала, что в отличие от предыдущих случаев инверсия отсутствует. В угловых диаграммах $V_{\text{АФН}}(\alpha)$ пленок, обработанных при 400°C также не наблюдается инверсия. При снятии зависимости $V_{\text{АФН}}(\alpha)$ при освещении этих пленок монохроматическим светом из области $kd \gg 1$ опять выявило инверсию знака фотонапряжения.

Таким образом, при изменении угла падения молекулярного пучка и режима окислительной термообработки получены пленки кремния как с инверсией знака фотонапряжения, так и без инверсии в белом свете, но имеющие инверсию в сильнопоглощаемом монохроматическом свете.

Исследования зависимости $V_{\text{АФН}}(\alpha)$ для свеженапыленных и термообработанных пленок CdTe показали, что в этих пленках инверсия знака АФН не наблюдается. При термообработке имеющиеся два максимума сдвигаются в середину так, что углы при которых наблюдается V_{max} имеют другие значения, что является существенным для термообработки при поиске наибольшего значения V_{max} . Таким образом, в таких случаях термообработку нужно проводить совместно с угловыми исследованиями.

При определении механизмов генерации АФН методом снятия $V_{\text{АФН}}(\alpha)$ необходимым условием является $kd \gg 1$. Но это условие выполняется не для всех пленок. Оценка значения величины kd с привлечением спектральной зависимости $V_{\text{АФН}}$ и коэффициента поглощения показала, что АФН вызывается широкой областью её значений.

АФН с фотовольтаическим эффектом на барьере и фотодиффузионном эффекте в однородных по типу микрообластях должны по разному зависеть от длины волны падающего излучения.

Фотонапряжение, генерируемое на барьерах возрастает по мере приближения глубины проникновения монохроматического света к глубине залегания барьера. В коротковолновой области длин волн коэффициент поглощения света велик; генерация происходит в поверхностной области пленки, поэтому часть возбужденных неосновных носителей рекомбинируют, не успевая дойти до барьера. С переходом в длинно-волновую область коэффициент поглощения уменьшается; поглощение света и соответственно генерация неравновесных носителей происходит по всей толще полупроводника равномерно и фотонапряжение падает. Поэтому спектр АФН-эффекта в таких пленках должен иметь максимум. Спектральная зависимость АФН-эффекта в пленках CdTe имеет именно такую закономерность, что свидетельствует о барьерной природе АФН-эффекта в этих пленках.

Из самого определения фотодиффузионного эффекта как эффекта возникновения фотонапряжения при неоднородном освещении ясно, что максимально при освещении сильно поглощаемым светом. Именно в этом случае создается максимальный градиент концентрации, необходимый для диффузионного процесса. С увеличением длины волны увеличивается глубина проникновения света, оставляя при этом меньшее пространство для развития диффузии. Спектр АФН-эффекта в таких пленках имеет монотонно спадающий характер, имея при этом наибольшие значения наблюдаются, при относительно коротких длинах волн. Спектр АФН-эффекта в пленках Si имеет вид монотонно спадающей кривой с переходом в длинноволновую область, что свидетельствует о фотодиффузионной модели АФН-эффекта в этих пленках.

При выполнении условия $kd \gg 1$ работает только та часть пленки, которая возбуждена монохроматическим светом, остальная часть пленки остается пассивной, ввиду непроникновения фотоактивного света. Более надежные результаты должны получаться при работе всей толщины в целом, т. е. при $kd \ll 1$. Для этого случая в области спада фотонапряжения показано, что определение механизма может быть произведено на основе определения функции $dI_{\text{гк}} / dV$.

Показано, что для барьерной модели

$$dI_{\text{гк}} / dV = A_B + B_B k^{-1}, \quad (1)$$

а для фотодиффузионной модели

$$dI_{\text{гк}} / dV = A_D + B_D k^2, \quad (2)$$

где A_B, B_B, A_D, B_D – постоянные, не зависящие от коэффициента поглощения.

Линейная зависимость $d \lg \kappa / dV$ от κ^{-1} в пленках CdTe свидетельствует о барьерной модели АФН-эффекта в этих пленках (рис. 1).

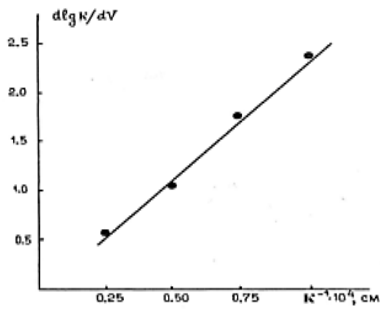


Рис. 1. Зависимость $d \lg \kappa / dV (\kappa^{-1})$ для плёнок CdTe
Параболическая зависимость этой функции для пленок Si приводит к фотодиффузионной модели (рис. 2).

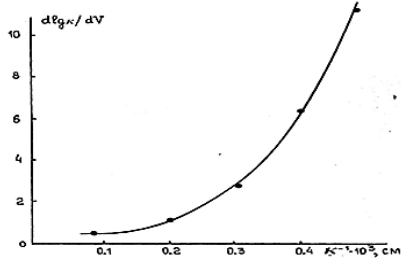


Рис. 2 Зависимость $d \lg \kappa / dV (\kappa^{-1})$ для плёнок Si
ВАХ АФН-пленок ряда полупроводников имеют линейный участок с последующим переходом на суперлинейную зависимость. В диффузионных областях распространение носителей по всем направлениям равновероятно и, следовательно, в таких областях имеет место утечка через поверхность. Учет утечки зарядов по всем направлениям увеличивает ток в системе, вследствие этого ток в одном (в частности, в измеряемом амперметром) направлении уменьшается. Показано, что утечка влияет и на вид ВАХ p-n - перехода, хотя p-n - переход является областью сильных внутренних электрических полей.

Таким образом, показано, что суперлинейность ВАХ нельзя связать с поверхностными утечками тока.

Обозначив концентрацию и величину АФН, в начальный момент ($t = 0$) рассмотрения через Δn_0 , $V_{АФН0}$ и в произвольное время t через Δn , $V_{АФН}$, получено аналитическое выражение для зависимости $V_{АФН}(t)$ в полупроводниках с p-n-переходами

$$V_{АФН} = V_{АФН0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (3)$$

где

$$V_{АФН0} = N \frac{kT}{q} \frac{\Delta n_0}{n_0}, \quad (4)$$

и определено время жизни неравновесных носителей в пленках теллурида кадмия ($\tau = 13 - 20$ с).

В работе [2] приводятся также результаты исследования кинетики аномального фотонапряжения в полупроводниках с однородными микрообластями. Обозначая концентрацию неравновесных носителей при $t \rightarrow \infty$ в $x = 0$ через $\Delta n_{0,\infty}$ в $x = d$ $\Delta n_{d,\infty}$, получим

$$V = V_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right), \quad (5)$$

где

$$V_0 = N \frac{b-1}{b+1} \frac{kT}{q} \frac{1}{n_0} (\Delta n_{0,\infty} - \Delta n_{d,\infty}) \quad (6)$$

N - число однородных микрообластей; k - постоянная Больцмана; q - заряд электрона; n_0 - концентрация темновых носителей. Обозначая концентрацию неравновесных носителей в начальный момент ($t = 0$) рассмотрения в $x = 0$

через $\Delta n_{0,0}$, в $x = d$ $\Delta n_{d,0}$ для релаксации фотонапряжения получим аналогичное выражение (5), где

$$V_0 = N \frac{b-1}{b+1} \frac{kT}{q} \frac{1}{n_0} (\Delta n_{0,0} - \Delta n_{d,0}) \quad (7)$$

Видно, что отличие состоит лишь в абсолютных значениях фотонапряжения. Апробация проведена для пленок Si. На рис. 3. показан нарастание и спад фотонапряжения при АФН - эффекте для плёнок Si в координатах $\ln \frac{V_0}{V_0 - V}$ и $\ln \frac{V_0}{V}$ соответственно. Видно, что теория, в основном, правильно описывает экспериментальные данные и что $\tau \approx 8,4$ с.

Необходимым условием снятия угловых диаграмм освещением коротковолновым монохроматическим светом является условие сильного поглощения $kd \gg 1$. Пленки некоторых полупроводников генерируют значительные фотонапряжения при $kd \ll 1$. Поэтому определение механизмов АФН - эффекта методом угловых диаграмм в этом случае провести нельзя.

Обосновывая и определяя соотношение скоростей поверхностной рекомбинации с помощью отношений фотонапряжений при освещении фронтальной и тыльных поверхностей показана возможность разделения механизмов АФН-эффекта на p-n - переходной и аномальный дембер-эффект. Апробация методики проведена для пленок CdTe.

Причиной приводящей к АФН-эффекту в пленках с периодическими p-n-p-переходами является сложение нескомпенсированных фотонапряжений в p-n- и n-p - переходах. Считается, что различие в значениях генерируемого фотонапряжения возникает либо из-за асимметричного освещения p-n- и n-p - переходов, либо из-за различия параметров этих переходов.

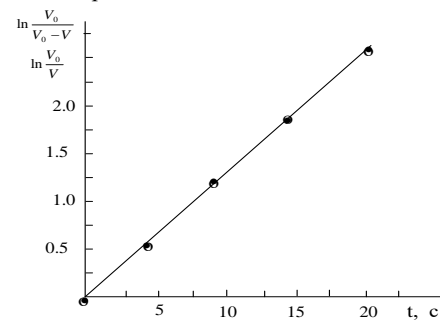


Рис. 3. Нарастание $\ln \frac{V_0}{V_0 - V}$ (○) и спад

$\ln \frac{V_0}{V}$ (●) аномального фотонапряжения в пленках (N16-

3, $V_0 = 150$ В) кремния

Развитая в работе [2] теория АФН-эффекта является теорией фотовольтаического эффекта в полупроводниковых многослойных структурах с учетом конкретной конфигурационной модели АФН-пленки.

Введение понятия эффективного микрофотоэлемента дает возможность перейти от системы уравнений непрерывности к двум уравнениям при p-n-переходной модели. К одному при демберовской модели и к трем уравнениям при p-n-p-переходной модели и в соответствующих выражениях перейти от суммирования фотонапряжений по всем элементам к произведению генерируемого фотонапряжения эффективным микрофотоэлементом на их число.

Развита теория АФН-эффекта в полупроводниках с p-n - переходами (рис. 4). Особое внимание уделено

угловой зависимости и показано, что в этом случае не наблюдается инверсия знака фотонапряжения (рис. 5).

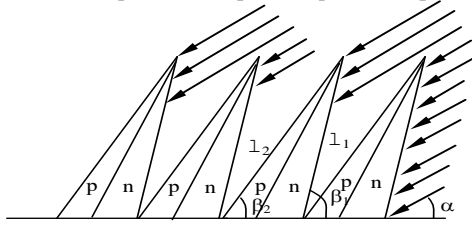
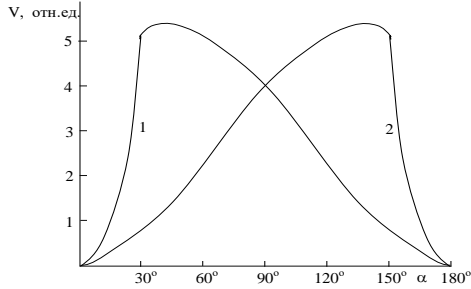


Рис. 4. Освещение пленки с p-n-переходами



$\beta_1 = 60^\circ, \beta_2 = 30^\circ$ (1), $\beta_1 = 150^\circ, \beta_2 = 120^\circ$ (2)

Рис. 5 Угловая зависимость АФН-эффекта в полупроводниковых пленках с p-n – переходами

Демберовский механизм АФН-эффекта был привлечен потому, что направление диффузионного потока неравновесных носителей заряда определяет знак АФН и поэтому при переходе от освещения одной грани дендритных выступов к другой фотонапряжение меняет знак. Но аналитически эти предположения не были разработаны.

Также получено аналитическое выражение для АФН-эффекта с демберовским механизмом в зависимости от подвижностей носителей заряда (b), скоростей поверхностных рекомбинации на освещаемой и тыльных гранях дендритов (S_1, S_2), длины диффузии (L), времени жизни (τ), коэффициента диффузии (D), скорости генерации (g) неравновесных носителей заряда, числа микрофотоэлементов (N), угла освещения пленки (α):

$$V = (N - 1) \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \left[\frac{(S_1 S_2 + \frac{D}{\tau}) S_1 h_L^d + (S_1 + S_2) \frac{D}{L} c h_L^d}{(S_1 S_2 + \frac{D}{\tau}) S_2 h_L^d + (S_1 + S_2) \frac{D}{L} c h_L^d} \right] \times \frac{[(bn_0 + p_0) + g_1 \tau (b+1)] - [g_1 \tau (b+1)] (S_1 + kD) (\frac{D}{L} c h_L^d + S_2 S_1 h_L^d) + \frac{D}{L} (S_2 - kD)}{[(bn_0 + p_0) + g_1 \tau (b+1)] - [g_1 \tau (b+1)] (S_1 + kD) (\frac{D}{L} c h_L^d + S_1 S_2 h_L^d) + \frac{D}{L} (S_2 - kD)} + \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \left[\frac{(S_1 S_2 + \frac{D}{\tau}) S_1 h_L^d + (S_1 + S_2) \frac{D}{L} c h_L^d}{(S_1 S_2 + \frac{D}{\tau}) S_2 h_L^d + (S_1 + S_2) \frac{D}{L} c h_L^d} \right] \times 8 \times \frac{[(bn_0 + p_0) + g_3 \tau (b+1)] - [g_3 \tau (b+1)] (S_1 + kD) (\frac{D}{L} c h_L^d + S_2 S_1 h_L^d) + \frac{D}{L} (S_2 - kD)}{[(bn_0 + p_0) + g_3 \tau (b+1)] - [g_3 \tau (b+1)] (S_1 + kD) (\frac{D}{L} c h_L^d + S_1 S_2 h_L^d) + \frac{D}{L} (S_2 - kD)}$$

$$g_1 = g_0 \frac{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)}{\sin^2 \beta_2} \frac{\sin^2 \alpha}{\sin^2(\beta_1 - \alpha)} \text{ при } 0 \leq \alpha \leq \beta_2; \tag{8 (a)}$$

$$g_2 = g_0 \frac{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)}{\sin^2 \beta_2} \frac{\sin^2 \alpha}{\sin^2(\alpha - \beta_2)} \text{ при } \beta_1 \leq \alpha \leq \pi; \tag{8 (b)}$$

$$g_3 = g_0 \sin(\beta_1 - \alpha) \text{ при } \beta_2 \leq \alpha \leq \beta_1; \tag{8 (c)}$$

$$g_4 = g_0 \sin(\alpha - \beta_2). \tag{8 (d)}$$

Из полученного выражения следует, что при равенстве скоростей поверхностных рекомбинаций, когда пленка освещается слабо поглощаемым светом ($kd \ll 1$),

т. е. когда генерация происходит по всей толщине, и при любом соотношении между kd и S_{12} аномальное фотонапряжение имеет инверсию знака (нормальный дембер-эффект) рис. 6 (a).

Из общего выражения следует, что при освещении образцов, у которых скорости поверхностных рекомбинаций граней равны ($S_1 = S_2$), слабо поглощаемым ($kd \ll 1, kL \ll 1$) светом при выполнении условия $kd \gg S_{1,2}$ фотонапряжение равно нулю.

В случае АФН-эффекта, возникающем при воздействии слабо поглощаемого монохроматического света, когда скорость поверхностной рекомбинации одной грани больше скорости поверхностной рекомбинации другой и при выполнении условия

$S_1, S_2 \gg kd$ в угловой зависимости не наблюдается инверсия знака фотонапряжения в пределах $0 - 180^\circ$, т. е. наблюдается аномальный дембер-эффект рис. 6 (b).

Из общего выражения следует также, что переход к освещению коротковолновым монохроматическим светом приводит к инверсии знака фотонапряжения, т. е. аномальный дембер-эффект становится нормальным. При этом длина волны этого коротковолнового света должна быть таким, чтобы выполнялось условие $kd > S_{1,2}$. Соотношение $kd \gg S$ является критерием перехода аномального дембер-эффекта в нормальный. Ранее выполнение условия сильного поглощения

($kd \gg 1$) считалось достаточным. Результаты проведенного здесь анализа аналитического расчета показывают, что это условие является лишь необходимым, но недостаточным рис. 6 (c).

На основе полученных выражений в качестве примера рассчитаны зависимость от толщины, люкс-вольтовая зависимость АФН-эффекта (рис. 7, 8).

Природа аномального фотонапряжения, превышающего ширину запрещенной зоны полупроводника, рассматривается во всех работах об АФН-эффекте.

Теоретически рассматривая вопрос о причинах возникновения аномально больших фотонапряжений, авторы работы [3-4] доказали теорему о необходимости батарейной структуры АФН-плёнок. После этого вопрос о природе элементарных процессов, приводящих к возникновению АФН-эффекта, был сведен к дилемме – либо фотовольтаический эффект в микро p-n-переходах, либо диффузионный демберовский эффект в микрообластях, однородных по типу проводимости. На рис. 1 схематически изображена структура АФН-пленки, соответствующая p-n-переходной (a) и демберовской (б) моделям. В первой из этих моделей $V_{АФН}$ возникает в результате суммирования разности фотонапряжений, генерируемых на переходах.

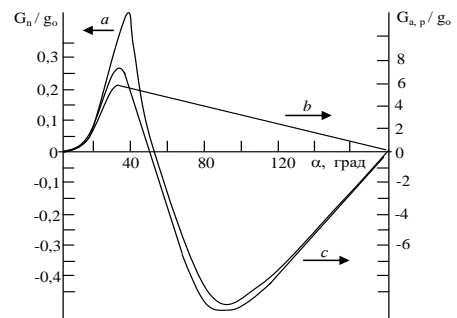


Рис. 6. Угловая зависимость нормального (a), аномального (b) и при переходе от аномального к нормальному (c) АФН-эффекту

Фотонапряжение для p-n-перехода описывается формулой

$$V_{p-n} = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{\Gamma_{\phi}}{\Gamma_s} \right) \quad (9)$$

В демберовской модели (рис. 8,б) активная часть пленки состоит из фоточувствительных областей, которые разделены нефотоактивными прослойками, препятствующими обмену свободными носителями между этими фотопроводящими областями.

Прослойки могут быть как высокоомными, так и низкоомными. Роль их состоит в том, что они препятствуют выравниванию концентрации носителей справа и слева от контакта в двух соседних демберовских микрофотоэлементах.

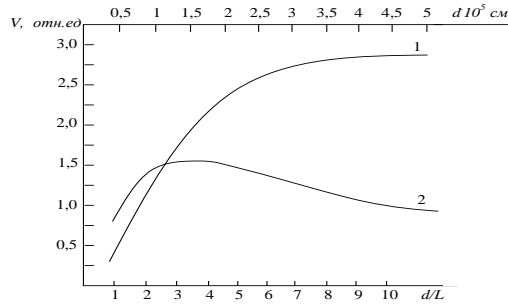
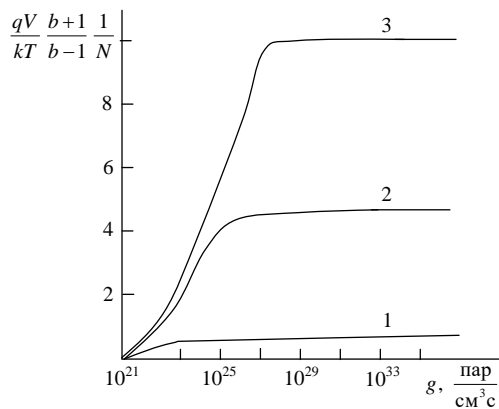


Рис.7. Зависимость АФН-эффекта от толщины при переходе от аномального дембер-эффекта к нормальному (1), 2 - зависимость АФН отнесенной к длине



$$\frac{d}{L} = 0,1 \text{ (1)}, 5 \text{ (2)}, 10 \text{ (3)}$$

Рис.8. ЛВХ при переходе от аномального дембер-эффекта к нормальному при различных толщинах пленки
Фотонапряжение в демберовской модели выражается формулой

$$V_{\text{Дембер}} = \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{1 + \frac{\Delta\sigma_2}{\sigma_0}}{1 + \frac{\Delta\sigma_1}{\sigma_0}} \quad (10)$$

где σ_0 - темновая проводимость пленки; $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$ - значения фотопроводимости на концах элемента.

Из-за однотипного характера формул (3) и (4) большинство экспериментальных фактов оказывается некритичным по отношению к механизму элементарных процессов, лежащих в основе АФН-эффекта, т. е. по крайней мере качественно согласуется как с *p-n*-переходной, так и с демберовской моделью микрофотоэлементов. Замечая, что $J_{\phi} < 1$ и $\Delta\sigma < 1$, а $J_s < R_0$ и $\sigma_0 = 1 / R_0$ (J - интенсивность падающего света, R_0 - темновое сопротивление) видно, что как при фотодиффузионном, так и при фотовольтаическом механизме

$$V = f(J_1 R_0), \quad (11)$$

т.е. АФН-эффект может возникать только в высокоомных пленках. Иначе говоря, АФН-пленка представляет

собой генератор тока и, как источник высокого напряжения, может работать только на высокоомную нагрузку [3].

Физический механизм, обуславливающий возникновение АФН-эффекта в полупроводниковых пленках с периодической *p-n-p*-структурой, связан, как известно, с неполной компенсацией фотонапряжений в *p-n*- и *n-p*-переходах, обусловленной специальной технологией косоного напыления пленок на подложку. Это небольшое некомпенсированное фотонапряжение в *p-n-p*-ячейке ($V_{я} < kT/q$) возникает либо вследствие асимметричного освещения, либо вследствие асимметрии значений темновых токов насыщения *p-n*- и *n-p*-переходов. В действительности в формировании АФН-эффекта могут участвовать оба указанных выше фактора.

Практические аспекты эффекта определяются эффективностью АФН-пленок, которая тесно связана с фоточувствительностью переходов. Эта величина зависит от коэффициента поглощения, длины волны падающего света, толщины пленки, длины диффузии носителей, скорости поверхностной рекомбинации на освещенной и неосвещенной гранях и глубины проникновения света. Коэффициенты, имеющие смысл фоточувствительностей переходов a_1 и a_2 , входят в состав выражений фототоков перехода, т.е. $j_{\phi 1} = a_1 I$ или $j_{\phi 2} = a_2 I$; где $j_{\phi 1}$ - фототок *p-n*-перехода, $j_{\phi 2}$ - фототок *n-p*-перехода, I - освещенность.

Важнейшими задачами здесь следует считать разработку научных методов получения АФН-пленок (из различных материалов) с заданными свойствами и разработку методов эффективного контроля их свойств в различных условиях.

Технологический режим получения АФН-пленок и выбор материала зависят от большого числа факторов и параметров, таких как температура испарителя и подложки, угол напыления, толщина пленки, состав и давление остаточных газов в вакуумной камере, условия термической обработки пленок после напыления [13]. При этом каждому полупроводниковому материалу соответствует свой оптимальный режим, и часто небольшие отклонения от него даже по одному из параметров приводят к исчезновению АФН-эффекта в изготавливаемых пленках. Поэтому разработка технологии получения АФН-пленок из того или иного материала требует проведения большой экспериментальной исследовательской работы, большого количества пробных напылений при последовательном варьировании нескольких технологических параметров, их сочетаний и нахождения параметров, специфичных для получения АФН-эффекта на пленках из выбранного полупроводникового материала [2;5;6;10].

При изучении АФН-эффекта в пленках элементарных полупроводников (Si, Ge и Se) и бинарных полупроводниковых соединениях установлено, что относительно неплохими деградационными характеристиками обладают пленки из бинарных соединений. Например, АФН-пленках CdTe и Sb₂Se₃ скорость старения невысока.

Поэтому выбор подходящего материала и разработка технологии изготовления АФН-пленок из этих материалов дает надежду получить высококачественные АФН-пленки со стабильными параметрами для оптоэлектронных приборов на основе АФН-эффекта. Физические методы исследования состава материалов играют более важную роль изучения технологии изготовления АФН-пленок.

Заключение

Оптоэлектронные первичные преобразователи с применением АФН-приемников в качестве автономного ПОИ открывают широкие возможности в области разработки контрольно-измерительных устройств

оптических параметров веществ и материалов, что подтверждается имеющимся к настоящему времени значительным опытом применения АФН-пленок с этой целью [12].

Расширение сфер и объёма применения АФН-приёмников для автоматизации производственных процессов связано с развитием технологии получения АФН-плёнок, совершенствованием их применения в качестве приемники оптического излучения, а также развитием метрологии и светотехники. В первую очередь здесь следует, отметить применимость АФН-приёмников в качестве автономный ПОИ в электронных и робототехнических устройствах.

Использованные литературы

1) The Independent Receiver of Optical Radiation on Basis of APV of Structures for Automatic Optoelectronic Devices. / V.A. Zhmud, N.R. Rakhimov, D.D. Alijanov. Proceeding SIMNAR-2011. P. 27- 30.

2) Разработка оптоэлектронных датчиков на основе АФН-пленок из полупроводниковых соединений / Д.Д. Алижанов, Н.Р. Рахимов, В.А. Жмудь // Сборник научных трудов НГТУ. – 2012. - №2(68).

3) Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника [Текст] / Э.И. Адировича. – Ташкент: ФАН, 1972. – 229 с

4) Особенности получения координатно-чувствительного приемника оптического излучения на основе полупроводниковых пленок с аномальным фотонапряжением. /Рахимов Н.Р., Алижанов Д.Д. // Автоматика и программная инженерия. 2012. № 2 (2). С. 41–46.

5) Разработка оптоэлектронного датчика для исследования процесса усталости образца металлических конструкций. /Т.В. Ларина, Н.Р. Рахимов, Д.Д. Алижанов. // Автоматика и программная инженерия. 2012. № 2 (2). С. 31–35.

6) Особенности получения фоточувствительных пленок с аномальным фотонапряжением / Д.Д. Алижанов. // Автоматика и программная инженерия. 2013. № 3 (5).

7) Перспективы применения АФН – приемника для разработки оптоэлектронной информационно – измерительной системы./ Н.Р. Рахимов, Д.Д. Алижанов, В.А. Жмудь. //Научный вестник НГТУ – 2014г.

8) Оптоэлектронный метод анализа физико-химических параметров нефти и нефтепродуктов/ Н.Р. Рахимов, В.А. Трушин, Д.Д.Алижанов, Ш.И. Мадумаров// Научно-технический журнал ФерПИ – 2014г. №1 с 57-60.

9) Автономный приемник рентгеновского и ультрафиолетового излучения / Д.Д. Алижанов, Н.Р. Рахимов, В.А. Жмудь // ПТЭ 2015. - № 1, с. 131-132

10) Координатно-чувствительные приемники оптического излучения на основе полупроводниковых пленок с аномальным фотонапряжением / Н.Р. Рахимов, А.Н. Серьезнов, Б.Н. Рахимов, Д.Д. Алижанов // XIII Международная научно-техническая конференция АПЭП – 2016 г.

11) Преимущества использования АФН-элементов в автоматизации./ Алижанов Д.Д. Мирзаев К.С. Усмонов Ж.Н. Анарбоев И. Сохибова З.М. // Автоматика и программная инженерия. 2017. № 2 (20). С. 114–118.

12) Рахимов Б.Н., Кутенкова Е.Ю., Алижанов Д.Д., Мадумаров Ш.И. Оптоэлектронный многопараметровый колориметр, Патент РФ № 2485484, 20.06.2013. № 17.

13) Рахимов Н.Р., Жмудь В.А., Алижанов Д.Д., Мадумаров Ш.И. Автономный приёмник рентгеновского и ультрафиолетового излучения, Патент РФ № 2522737, 20.07.2014. № 20

Алижанов Донёрбек Дилшодович

докторант, Андижанский машиностроительный институт (АндМИ) e-mail: doni.al@mail.ru

Рахимов Нематжон Рахимович д.т.н., профессор, Уфимский нефтяной технический университет, e-mail: n_rah@ngs.ru

Alijanov D.D., Rakhimov N.R.

Investigation of the occurrence of anomalous photovoltage to create an autonomous type optical radiation receiver

Summary: In this article are given mathematical the APV model - the receiver (abnormally big photovoltaik) in semiconductor film systems. Mathematical model of the APV-receiver is function of many variables: light stream, spectral structure of optical radiation, temperature and humidity.

Keywords: APV - the receiver, mathematical model, a spectral characteristic, sensitivity.