

## Структуры полупроводник—диэлектрик в фотомишенях видиконов, чувствительных в средней инфракрасной области спектра

© Н.Ф. Ковтонюк<sup>¶</sup>, В.П. Мисник, А.В. Соколов

Федеральное государственное унитарное предприятие „Центральный научно-исследовательский институт «Комета», 115280 Москва, Россия

(Получена 1 ноября 2004 г. Принята к печати 17 декабря 2004 г.)

Рассмотрена кинетика электронных процессов в фотомишенях видиконов на основе структур полупроводник—диэлектрик из узкозонных полупроводников с учетом стекания заряда в слое диэлектрика и релаксации неравновесной обедненной области в полупроводниковом слое. Приведена оценка времени накопления, пороговой чувствительности, разрешающей способности фотомишени при различных уровнях входного излучения.

Для расширения области спектральной чувствительности видиконов в длинноволновую область (например, в область 2.5–5.5 мкм) предложено [1,2] использовать в качестве фотомишени структуры полупроводник—диэлектрик (ПД) на основе узкозонных полупроводников  $n$ -типа, функционирующих в режиме неравновесного обеднения. Слой диэлектрика должен обладать некоторой проводимостью для стекания за время кадра отрицательного заряда, нанесенного электронным лучом на слой диэлектрика. Величину проводимости диэлектрика выбирают из условия соизмеримости времен стекания заряда электронов со временем накопления кадра.

Такая фотомишень представляет собой гетероструктуру из широкозонного и узкозонного полупроводников, и понятие „слой диэлектрика“ в дальнейшем следует рассматривать как чисто терминологическое.

Энергетическая диаграмма МДП структуры в рассматриваемой фотомишени подробно рассмотрена в [3].

При наличии входного изображения во время существования обедненной области в освещенных участках формируется зарядовый рельеф изображения. Этот рельеф сохраняется до тех пор, пока толщина обедненной области из-за термогенерации не станет равной нулю. При повторном сканировании фотомишени электронным лучом за время существования зарядового рельефа на сопротивлении нагрузки возникает видеосигнал.

Рассмотрим кинетику электронных процессов в фотомишенях, в которых в качестве фоточувствительного слоя используется узкозонный примесный полупроводник с шириной запрещенной зоны  $\Delta E_g = 0.2-0.4$  эВ и концентрацией свободных электронов  $n_0 = 10^{14}-10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Возможная толщина обедненного слоя, возникающая на некоторое время в таком полупроводнике под действием напряжения, создаваемого нанесенным на диэлектрик зарядом, составляет величину  $L \leq 10$  мкм. Необходимо определить время накопления фотомишени с учетом тока утечки в диэлектрике.

Распределение поля, заряда и напряжения в слоях структуры описывается уравнениями [4]:

$$\varepsilon_i E_i = 4\pi e n_0 L + 4\pi e N_s - 4\pi \Delta Q_i, \quad (1)$$

$$U = U_0 - \frac{\Delta Q_i}{C} = U_i + U_s, \quad (2)$$

$$U_s = \frac{4\pi e n_0 L^2}{\varepsilon_s}, \quad U_i = E_i L_i, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_i$ ,  $\varepsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость слоев диэлектрика и полупроводника,  $L$  — толщина обедненного слоя,  $L_i$  — толщина слоя диэлектрика,  $N_s$  — плотность свободных носителей заряда (дырок), накапливаемых на границе полупроводник—диэлектрик,  $\Delta Q_i$  — поверхностная плотность заряда электронов, стекающего через слой диэлектрика,  $U$  — напряжение, возникающее на фотомишени относительно сигнальной пластины при наличии заряда на поверхности слоя диэлектрика,  $U_s$ ,  $U_i$  — напряжения на слое полупроводника и диэлектрика,  $U_0$  — начальное напряжение на фотомишени,  $n_0$  — концентрация ионизированных примесей в полупроводнике,  $E_i$  — напряженность электрического поля в слое диэлектрика,  $C$  — емкость фотомишени. Так как  $L_i \ll L$ , то  $C = \frac{C_s C_i}{C_s + C_i} \approx C_s = \frac{\varepsilon_s S}{4\pi L}$ , где  $C_s$ ,  $C_i$  — емкости слоев полупроводника и диэлектрика.

Подставляя в уравнение (2) значения  $U_i$  и  $U_s$  из (1), (3), получим

$$U_0 - \frac{\Delta Q_i}{C} = \frac{L_i}{\varepsilon_i} (4\pi e n_0 L + 4\pi e N_s - 4\pi \Delta Q_s) + \frac{4\pi n_0 L^2 e}{\varepsilon_s}. \quad (4)$$

Дифференцируя (4) по времени и учитывая, что  $\frac{dN_s}{dt} = G_T L$ ,  $\frac{d\Delta Q_i}{dt} = \sigma_i E_i$ , уравнение (4) представим в виде

$$-\frac{d}{dt} \left( \frac{\Delta Q_i}{C} \right) = \frac{L_i}{\varepsilon_i} \left( 4\pi e n_0 \frac{dL}{dt} + 4\pi e G_T L - 4\pi \sigma_i E_i \right) + \frac{8\pi e n_0 L}{\varepsilon_s} \frac{dL}{dt}, \quad (5)$$

где  $G_T$  — скорость термогенерации свободных носителей в полупроводнике,  $\sigma_i$  — удельная электропровод-

<sup>¶</sup> E-mail: ruslokum@mtu-net.ru

ность слоя диэлектрика  $\sigma_i = e\mu n_i$ ,  $\mu$  — подвижность зарядов в диэлектрике,  $n_i$  — их концентрация.

Для упрощения решения уравнения (5) будем считать, что ток в слое диэлектрика со временем не изменяется, так как при сильных полях  $> 10^3$  В/см в диэлектриках и полупроводниках дрейфовая скорость электронов достигает насыщения. Напряжение на диэлектрике меняется в пределах 0.1–10 В при  $L_i \approx 10^{-5}$  см, и, следовательно, напряженность поля  $E_i \approx 10^4$ – $10^6$  В/см, и такое предположение вполне справедливо.

Для нахождения в (5) значения члена  $\frac{d}{dt} \left( \frac{\Delta Q_i}{C} \right)$  воспользуемся следующими представлениями. В обедненной слое полупроводника термогенерация доминирует над рекомбинацией и возникает поток дырок, которые накапливаются на границе раздела.

При накоплении слоя дырок с плотностью  $\Delta N_s$  толщина обедненной области уменьшается на  $\Delta L$ , и изменение поверхностной плотности заряда составляет величину

$$\Delta Q_i = en_0 \Delta L = en_0(L_0 - L), \quad (6)$$

где  $L_0$  — начальная толщина обедненной области.

С учетом (6) при  $L \gg L_i$  первый член в уравнении (5) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left( \frac{\Delta Q_i}{C} \right) &= \frac{d}{dt} \left( \frac{4\pi en_0(L_0 - L)L}{\varepsilon_s} \right) \\ &= \frac{4\pi en_0 L_0}{\varepsilon_s} \frac{dL}{dt} - \frac{8\pi en_0 L}{\varepsilon_s} \frac{dL}{dt}. \end{aligned} \quad (7)$$

Используя значения  $\frac{d}{dt} \left( \frac{\Delta Q_i}{C} \right)$  и  $\frac{d}{dt} \Delta Q_i$ , уравнение (5) преобразуем к виду

$$-\left( \frac{en_0 L_0 \varepsilon_i}{L_i \varepsilon_s} + en_0 \right) \frac{dL}{dt} = eG_T L - \sigma_i E_i. \quad (8)$$

Решение уравнения (8) имеет вид

$$\ln \frac{eG_T L - \sigma_i E_i}{eG_T L_0 - \sigma_i E_i} = -t \frac{G}{n_0 \left( \frac{\varepsilon_i L_0}{\varepsilon_s L_i} + 1 \right)}. \quad (9)$$

При  $L_0 \gg L$  из формулы (9) получаем зависимость

$$L(t) = \frac{\sigma_i E_i}{eG} + \left( L_0 + \frac{\sigma_i E_i}{eG} \right) \exp \left\{ -\frac{t}{T} \frac{\varepsilon_s L_i}{\varepsilon_i L_0} \right\}. \quad (10)$$

Если  $\sigma_i E_i \ll eG_T L$  и  $\sigma_i E_i \ll eG_T L_0$ , то из (10) следует

$$L(t) = L_0 \exp \left\{ -\frac{t}{T} \frac{\varepsilon_s L_i}{\varepsilon_i L_0} \right\}, \quad (11)$$

и время накопления фотодиода можно оценить по формуле

$$t_{im} = T \left( \frac{\varepsilon_i L_0}{\varepsilon_s L_i} \right) = \frac{n_0}{G_T} \left( \frac{\varepsilon_i L_0}{\varepsilon_s L_i} \right). \quad (12)$$

Используя формулу (12), приведем оценки времени накопления. В структурах из узкозонных полупроводников (антимонид индия, арсенид индия) скорость термогенерации  $G_T \approx 10^{18}$ – $10^{20}$  см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup> [4],  $L_0 = 10^{-3}$  см,  $L_i = 10^{-5}$  см,  $\varepsilon_s \approx \varepsilon_i \approx 10$ , концентрация примесей  $n_0 \approx 10^{14}$ – $10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Подставляя эти значения в формулу (2) получаем, что время накопления может изменяться в пределах  $10^{-1}$ – $10^{-3}$  с. Измеренные в экспериментах времена накопления при температуре  $\sim 80$  К в фотодиодах из арсенида индия составляют  $\sim 60$  мс [2], а в МДП структурах из антимонида индия время накопления составляет около 1 мс [4].

При воздействии изображения на фотодиод, на диэлектрический слой которой нанесен заряд электронов, в более освещенных участках накапливается больший заряд дырок, чем в слабо освещенных, и соответственно толщина обедненной области уменьшается на большую величину. При этом накапливаемая поверхностная плотность заряда равна

$$e\Delta N_s = eG_P L_0 t_{im}, \quad (13)$$

где  $G_P$  — интегральная скорость фотогенерации.

При повторном прохождении электронного луча в течение времени  $\tau_e$  идет подзарядка освещенного элемента на величину

$$en\Delta L = e\Delta N_s j_S \tau_e \quad (14)$$

и на сопротивлении нагрузки  $R$  формируется ток сигнала с плотностью  $j_S$ .

Так как величины заряда  $N_s$  в формулах (13) и (14) одинаковы, значение сигнальной плотности тока определяется характерным для накопительных фотодиодов выражением

$$j_S = eG_P L_0 \frac{t_{im}}{\tau_e}. \quad (15)$$

Максимальный ток сигнала, который можно получить с каждого элемента видикона, ограничивается максимальным током, получаемым от электронного луча (1–5 мкА) [3].

Приведем оценку пороговой чувствительности и обнаружительной способности видиконов. Пороговая чувствительность определяется величиной мощности входного излучения  $P_i$ , при которой сигнал фототока равен шумовому сигналу. Если ток электронного луча 1 мкА, а полоса измеряемых частот  $\Delta f = 10^6$  Гц, то ток шума  $I_N \approx 10^{-9}$  А.

Сравнивая шумовой ток с током видеосигнала, определяемого формулой (15), и учитывая, что скорость фотогенерации  $G_i$  пороговой мощностью  $P_i$  в одном элементе  $G_i = \frac{\gamma \alpha P_i}{h\nu S_e}$ , выражение для вычисления пороговой чувствительности принимает вид

$$P_i = \frac{h\nu}{e\gamma} \frac{\tau_e}{t_{im}} I_N. \quad (16)$$

Варьируя величины переменных в разумных пределах в соответствии с экспериментальными данными ( $I_e = 10^{-5} - 10^{-6}$  А,  $\tau_e = 10^{-6} - 10^{-7}$  с,  $t_{int} = 10^{-3} - 10^{-2}$  с,  $\gamma = 0.2 - 0.7$ ,  $h\nu = 0.36$  эВ для InAs), из формулы (16) получаем, что величины пороговой мощности  $P_t$  и пороговой плотности мощности  $I_t$  могут изменяться в следующих пределах:  $P_t = 10^{-13} - 10^{-14}$  Вт/элемент и  $I_t = 5 \cdot 10^{-8} - 10^{-7}$  Вт/см<sup>2</sup> (площадь элемента  $S_e = 6 \cdot 10^{-6} - 10^{-5}$  см<sup>2</sup>).

Экспериментальные значения пороговой чувствительности, полученные на образцах видиконов с фотомишенями на основе арсенида индия при температуре  $T = 85$  К, составляют  $(0.5 - 5) \cdot 10^{-13}$  Вт/элемент, что соответствует расчетным значениям.

Для вычисления удельной обнаружительной способности  $D^*$  воспользуемся известной формулой [3]

$$D^* = \frac{\sqrt{S_e \Delta f}}{NEP}, \quad (17)$$

где NEP — мощность, эквивалентная шуму.

В нашем случае  $NEP = P_t \approx 10^{-13} - 10^{-14}$  Вт/элемент,  $S_e = 6 \cdot 10^{-6} - 10^{-5}$  см<sup>2</sup>,  $\Delta f \approx 10^6$  Гц. При этом из формулы (17) удельная обнаружительная способность равна  $\sim 10^{13}$  см<sup>2</sup>·Гц<sup>1/2</sup>·Вт<sup>-1</sup>.

При малых уровнях освещенности входных изображений разрешающая способность структур полупроводник–диэлектрик может достигать сотен линий на миллиметр. Это связано с тем, что достаточно сильное поле за малое время отводит фотоносители к границе раздела и препятствует их диффузии в поперечном направлении. В таких условиях разрешающая способность фотомишенной ограничивается в основном диаметром электронного луча опроса (15–30 мкм). При высоких уровнях освещенностей входных изображений, когда толщина обедненной области уменьшается до нуля (потенциальная яма полностью заполняется), возможно растекание фотоносителей в поперечном направлении за счет биполярной диффузии.

Фоновое излучение приводит не только к увеличению шумов, но и к переполнению потенциальной ямы обедненной области. Максимальный шум видикона определяется дробовым шумом электронного луча, который составляет величину  $\sim 10^{-9}$  А/элемент. Возможность накопления в потенциальной яме ограничивается плотностью нанесенного заряда, составляющей  $\sim 10^{12}$  е/см<sup>2</sup>. Если фоновая и тепловая генерация за время накопления создают такую же плотность дырок, то теряется возможность регистрации слабого сигнала входного изображения. Для того чтобы можно было зарегистрировать сигнальное излучение, необходима ситуация, когда фоновая и тепловая генерации не полностью заполняют потенциальную яму, а, например, только наполовину. Для этого необходимо, чтобы генерация сигналом была соизмерима с генерацией фоном и теплом или составляла бы несколько десятых от суммарной генерации.

Применение в фотомишенях видиконов двухслойных структур полупроводник–диэлектрик с неравновесным

обеднением полупроводника позволяет расширить область спектральной чувствительности видиконов в среднюю инфракрасную область (2.5–5.5 мкм). В фотомишенях из узкозонных полупроводников с  $\Delta E_g = 0.2 - 0.4$  эВ время накопления фотомишени при температуре жидкого азота может составлять  $\sim 1 - 100$  мс, что дает возможность построения ИК-видиконов с пороговой чувствительностью  $\sim 5 \cdot 10^{-8} - 10^{-7}$  Вт/см<sup>2</sup> и обнаружительной способностью  $\sim 10^{13}$  см<sup>2</sup>·Гц<sup>1/2</sup>·Вт.

## Список литературы

- [1] Н.Ф. Ковтонуик. ЖПС, **26** (1), 162 (1977).
- [2] Н.Ф. Ковтонуик, В.П. Мисник. РЭ, **47** (9), 1145 (2002).
- [3] *Справочник по инфракрасной технике*, под ред. У. Волф, Г. Циссис (М., Мир, 1999) т. 3.
- [4] Н.Ф. Ковтонуик, Г.Н. Савков, Л.И. Ванина. ФТП, **9** (6), 1208 (1975).

Редактор Л.В. Беляков

## The semiconductor–dielectric structures in phototargets of vidicons sensitive in the middle infrared spectrum region

*N.P. Kovtonyuk, V.P. Misnik, A.V. Sokolov*

Federal State Unitary Enterprise  
Research Institute „Cometa“,  
115280 Moscow, Russia

**Abstract** The kinetics of electron processes in the vidicons' phototargets based on semiconductor–insulator structures of narrow-gap semiconductors in view of charge draining in the insulator layer and nonequilibrium depletion region in the semiconductor layer is considered. Integration time, threshold sensitivity and phototarget resolution for different levels of input radiation are estimated.