

щего сопротивления даёт возможность повысить коэффициент стабилизации  $K_{cm}$ :  $K_{cm} = \frac{r_{CU}}{r_{CT}} \frac{U_{ВЫХ}}{U_{ВХ}}$ ,

где  $r_{CU}$  - дифференциальное сопротивление канала полевого транзистора.

Таким образом, полевые транзисторы с высоким выходным сопротивлением при свободном выводе затвора могут применяться как стабилизаторы тока для защиты радиоэлектронных устройств и в качестве параметрического стабилизатора напряжения.

#### Литература

1. Каримов А.В., Ёдгорова Д.М., Юлдашев Ш.Ш., Болтаева Ш.Ш. Физико-технологические основы получения резкого р-п-перехода. ТКЭА-Одесса 2006 г. № 4. С. 59-61.
2. Игумнов Д.В., Громов И.С. Эксплуатационные параметры и особенности применения полевых транзисторов. М. Радио и связь 1981. 64 с.

### ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ОГРАНИЧИТЕЛЯ НАПРЯЖЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

Бузруков У.М., Рахматов А.З\*.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз

\*ОАО «Foton» e-mail [foton@globalnet.uz](mailto:foton@globalnet.uz)

Ограничитель напряжения, используемый для защиты радиоэлектронной аппаратуры подвергается воздействию импульсного сигнала попадаемого из сети. Именно это перенапряжение ограничитель напряжения погашает, в результате в нем будут происходить различные физические процессы.

В данном сообщении с этой точки зрения рассматривается работа ограничителя напряжения в импульсном режиме. Если на ограничительный диод, находящийся в обратном смещенном режиме, подается резко растущий импульс обратного тока, то пока напряжение на диоде не превышает пробивного, через диод будет протекать емкостной ток и электрическое поле во всех сечениях будет возрастать со скоростью:  $\frac{dE}{dt} = \frac{I(t)}{E_s}$  (1). Такой рост будет продолжаться до тех пор, пока электрическое поле в какой-то точке не достигнет  $E_m$ . Когда поле превысит это значение, появится лавинное умножение электронов и дырок. Нарастание тока происходит настолько быстро, что процессом дрейфа носителей можно пренебречь. Сечение, в котором поле  $E > E_m$  быстро перемещается вправо: идет распространение ударной волны (рис. 1). Наклон поля

распределение электронов и дырок. Нарастание тока происходит настолько быстро, что процессом дрейфа носителей можно пренебречь. Сечение, в котором поле  $E > E_m$  быстро перемещается вправо: идет распространение ударной волны (рис. 1). Наклон поля

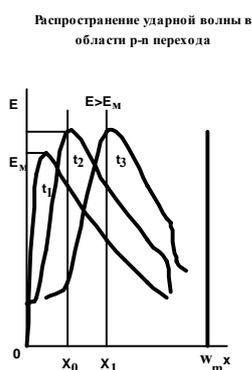


Рис. 1. Распространение ударной волны в области р-п-перехода

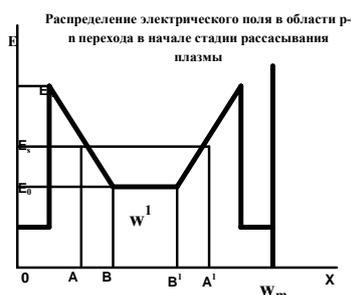


Рис. 2. Распределение электрического поля в области р-п-перехода

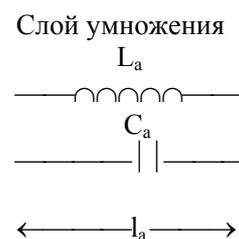


Рис. 3. Эквивалентная схема слоя умножения

справа от сечения  $X_0$  определяется выражением:  $\frac{dE}{dx} = \frac{q}{E_s} N_b$  (2), где  $N_b$  – концентрация примеси

в обедненной области. Скорость распространения ударной волны получим делением уравнения (1) на (2), в результате чего получим:  $v_{y\partial} = \frac{dx}{dt} = \frac{I(t)}{qN_b}$  (3). Максимальная скорость носителей  $v_s \ll v_{y\partial}$ , но

даже при условии:  $v_s < v_{y\partial}$  генерированная плазма не будет успевать рассеиваться, вследствие чего будет развиваться ударная волна. Полученные соотношения позволяют рассчитать полное время включения ограничительного диода ( $t_{вкл}$ ): оно будет складываться из времени необходимого для заряда барьерной емкости р-п перехода ( $t_c$ ) от напряжения  $U_m$  до  $U_b$  начальным током  $I=J(S \cdot \ell)$ , ( $s$  и  $\ell$  соответственно площадь и ширина р-п перехода):

$$t_c = \frac{C_\delta(U_b - U_{II})}{I} = \gamma \frac{\epsilon_s(SI)}{w} \cdot \frac{E_m w}{2} \cdot \frac{1}{J(SI)} = \gamma \frac{\epsilon_s E_m}{J} \quad (4), \text{ где } C_\delta - \text{емкость р-п перехода}$$

да:  $C = \frac{\epsilon_s(SI)}{W}$ ;  $\gamma = \frac{U_n}{U_b} \approx 0.01$  и времени распространения ударной волны ( $t_{y\partial}$ ):

$$t_{y\partial} = \frac{w}{2v_{y\partial}} = \frac{qwN_b}{2J} \quad (5). \text{ К этим составляющим необходимо добавить время релаксации энергии } t_e \sim 10^{12} \text{ с, то есть время, необходимое для перехода энергии от носителей к решетке.}$$

Соответственно, полное время включения ограничительного диода определяется выражением:

$$t_{вкл} = \gamma \frac{\epsilon_s E_m}{J} + \frac{qwN_b}{2J} + t_e \quad (6). \text{ Как видно из этого выражения, после возникновения ударной волны}$$

динамика диода в значительной степени определяется схемой включения, которая определяет плотность тока  $J$ . После воздействия импульса тока происходит выключение диода. Это время определяется временем рассасывания возникшей в обедненной области плазмы. На рис. 2 показано распределение электрического поля в диоде в начале стадии рассасывания плазмы. Такое распределение поля приводит к двум возможным случаям: 1. Если все носители достигли скорости насыщения  $v_s$ , то рассасывание плазмы будет происходить с этой скоростью, что приведет к задержке по времени:

$$\tau_{вык} = \frac{W}{v_s} \quad (7). \text{ 2. Если существует промежуточная область } w', \text{ где носители не достигли скорости } v_s,$$

то плоскости  $A, A'$  будут двигаться к центру диода со скоростью  $\mu E_0$  и время, необходимое для прохождения этими носителями ширины  $w$  ( $w' \sim w/2$ ), будет равно:  $\tau_1 = \frac{W}{2\mu E_0}$  затем процесс пойдет со

$$\text{скоростью насыщения: } \tau_2 = \frac{W}{2v_s}.$$

Итак, время выключения диода будет:  $\tau_{вык} = \tau_1 + \tau_2 = w \left( \frac{1}{2\mu E_0} + \frac{1}{2v_s} \right)$  (8). Плотность тока

разряда не зависит от схемы включения и определяется выражением:  $J_R = qv_s(2N_0 - N_b)$  (9) ( $N_0$  – распределение концентрации примесей в аналогичном диоде с проколом).

В заключении рассмотрения работы ограничительного диода необходимо отметить, что процесс ударной ионизации приводит к сдвигу фаз между током проводимости и электрическим полем, а слой умножения носит индуктивный характер. Эквивалентная схема слоя умножения приведена на

$$\text{рис. 3. Время пролета носителей через слой умножения: } \tau_a = \frac{l_a}{v_s} \quad (10), \quad L_a = \frac{\tau_a}{2\alpha_0 JS} \quad (11),$$

$C_a = \frac{\epsilon_s S}{l_a}$  (12), где S – площадь диода. Резонансная частота возникающего параллельного ко-

лебательного контура:  $\omega^2 = \frac{2\alpha l_a I_0}{\epsilon_s \tau_a} = \frac{2\alpha v_s I_0}{\epsilon_s}$  (13).

Следует отметить, что наличие резонансного контура предполагает возможность получения электромагнитных колебаний и излучения части мощности на резонансной частоте. Поскольку величина  $L_a$  достаточно мала, то частота будет очень высокой.

### ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ .

*Г.Гулямов<sup>¶</sup>, М.Г.Дадамйрзаев<sup>¶</sup>, Н.Шарибоев<sup>\*</sup>, У.Эркабоев<sup>¶</sup>.*

*<sup>¶</sup> Наманганский инженерно-педагогический институт,  
716003 Наманган, Узбекистан.*

*<sup>\*</sup> Наманганский инженерно-экономический институт,  
716003 Наманган, Узбекистан.*

Изменение прямых и не прямых энергетических щелей в полупроводниках при изменении температуры T объясняется влиянием колебании решетки, вызывающим различными эффектами [1]. Многие эффекты можно объяснить с изменением частоты фононов. При этом рассмотрения задачи проводится статистическим образом. При высоких температурах наблюдаемые изменения ширины запрещенной зоны описывается линейным законом вида

$$E_g(T) = E_g(0) - \beta T \quad \text{с} \quad \beta \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ эВ } K^{-1} \quad (1)$$

В работе [2,3] было исследовано температурная зависимость плотности поверхностных состояний (ППС) в запрещенной зоне на границе раздела Si-SiO<sub>2</sub> и было показано, что при определении ППС с помощью C-V- характеристики релаксационными методами сплошной спектр ППС с понижением температуры превращается в дискретный энергетический спектр. Такое поведение температурной зависимости ППС обусловлен тем, что производная по энергии от вероятности опустошения поверхностных состояний  $\rho(t)$ , где  $t$  время генерации электронов, при низких температурах превращается в дельта функцию Дирака [2,3]. Целью нашей работы является объяснение температурную зависимости ширины запрещенной зоны полупроводника, обусловленную температурной зависимостью  $\rho(t)$  в разрешенной зоне.

Для простаты предположим, что в запрещенной зоне нет состояний, а в зоне проводимости и валентной зоне имеются энергетические уровни с постоянной плотностью. Тогда ППС в полупроводнике как [2,3] разложим в ряд по  $GN(E, E_k, T) = \frac{\partial \rho}{\partial E}$  функциям и генерации носителей заряда можно рассмотреть как математический модель где  $E$  энергия электронов.

$$GN(E, E_k, T) = \frac{\partial \rho}{\partial E}(E, E_k, T) = \frac{1}{kT} \exp\left(\frac{E_k - E}{kT} - \exp\left(\frac{E_k - E}{kT}\right)\right), \quad E_k = kT \ln\left(\frac{t}{\tau_0}\right)$$

$$N_{ss}(E) = \sum_{i=1}^n N_{ss_i} GN(E, E_i, T) \quad (1)$$

Где  $\rho \rightarrow \rho(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau(E)}\right)$ ,  $\tau(E) = \tau_0 \exp\left(\frac{E}{kT}\right)$  [2,3]