

ПРОЦЕССЫ РЕЛАКСАЦИИ НЕРАВНОВЕСНОГО ЗАРЯДА В БАРЬЕРНОЙ ОБЛАСТИ НЕИДЕАЛЬНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ И СВОЙСТВА СЕНСОРОВ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ ТАКИХ СТРУКТУР

Исследованы процессы релаксации неравновесного заряда, захваченного на глубокие ловушечные центры в барьерной области неидеального гетероперехода. Установлено, что такая релаксация существенно влияет на работу сенсора изображений, выполненного на основе таких структур. Показано, что неоднородность фоточувствительности таких сенсоров связана с неоднородным распределением глубоких ловушечных центров в области пространственного заряда.

Известно, что неидеальный гетеропереход может находиться в равновесном и неравновесном состояниях [1—3], причем в равновесном состоянии он обладает низкой чувствительностью к инфракрасному свету и соответственно небольшим значением тока короткого замыкания ($I_{кз}$), а неравновесное состояние высокочувствительно к инфракрасному свету и характеризуется большим значением тока короткого замыкания. Переход из равновесного состояния в неравновесное происходит при действии коротковолнового света за счет эффекта захвата и накопления неравновесного фотогенерированного заряда на глубоких ловушечных центрах в ОПЗ неидеального гетероперехода [4]. Естественно, при выключении возбуждающей подсветки система рано или поздно возвращается в равновесное состояние. Очевидно, что время релаксации неравновесного заряда определяет время хранения информации в оптическом сенсоре на основе неидеального гетероперехода а также возможность накопления сигнала при длительных экспозициях слабой подсветкой, то есть фактически определяет максимальную чувствительность исследуемого сенсора. Таким образом, подробное изучение процессов выброса захваченного в ОПЗ заряда, а также изучение влияния на эти процессы внешних условий (смещения, температуры и т. д.) является актуальным.

Экспериментально установлено, что сенсор на основе неидеального гетероперехода может даже при комнатной температуре достаточно долго хранить скрытое изображение, так как оно сформировано неравновесным зарядом, захваченным на глубокие ловушки в ОПЗ, где имеется значительный рекомбинационный барьер, который препятствует рекомбинации захваченного заряда со свободными носителями. Тем не менее выброс неравновесного заряда из ОПЗ имеет место и может определяться различными механизмами.

На зонной схеме (рис. 1) стрелками показаны четыре возможные пути удаления захваченных на ловушки дырок из барьерной области неидеального гетероперехода.

Вероятности осуществления процесса рекомбинации по указанным механизмам находятся в сильной зависимости от глубины залегания дырочной ловушки E_t , ее пространственной координаты в ОПЗ и температуры образца. Внешнее смещение оказывает на механизмы выброса разное влияние. Так, термический выброс (переход 1) от него не зависит вообще, непосредственное туннелирование (переход 2) зависит слабо, а механизмы двухступенчатой и туннельно-прыжковой рекомбинации (переходы 3 и 4) как видно из рис. 1 должны проявлять сильную зависимость от внешнего смещения.

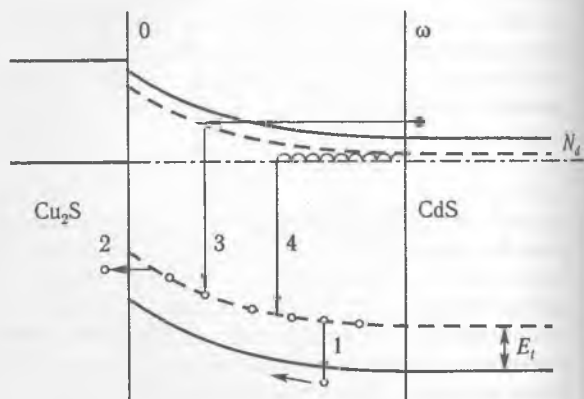


Рис. 1. Зонная диаграмма гетероперехода CdS—Cu₂S с указанием возможных путей удаления неравновесного заряда из ОПЗ

Кинетика изменения концентрации неравновесных дырок на ловушках (p_t) при наличии перечисленных механизмов выброса описывается уравнением:

$$\frac{dp_t}{dt} = -p_t \bar{v} S_{pt} P_V \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) - p_t \bar{v} S_{pt} P_V D_1(x) - p_t \bar{v} S_{nt} n_0 D_2(x) - p_t \bar{v} S_{nr} N(E_F), \quad (1)$$

где v — тепловая скорость носителей, S_{pt} и S_{nt} — поперечное сечение захвата дырок и электронов, P_V — эффективная плотность состояний в валентной зоне CdS, n_0 — концентрация свободных электронов в квазинейтральной зоне CdS, S_{nr} —

поперечное сечение захвата электронов, движущихся по локализованным состояниям, $N(E_F)$ — плотность локализованных состояний в окрестности уровня Ферми, $D_1(x)$ и $D_2(x)$ — коэффициенты прозрачности барьеров, соответствующие переходам 2 и 3, v' — эффективная тепловая скорость носителей, движущихся по локализованным состояниям. В правой части (1) первое слагаемое описывает термический выброс (переход 1), второе — прямое туннелирование дырки на состояния границы раздела (переход 2), третье — процесс двухступенчатого туннелирования с последующей рекомбинацией (переход 3), а четвертое — процесс туннельно-прыжковой рекомбинации (переход 4).

Рассмотрим кинетику выброса дырок в отсутствии фотовозбуждения, то есть случай спадающей релаксации. Предположим, что в момент времени $t=0$ процесс генерации неравновесного заряда в широкозонном материале будет прекращен (например будет выключен возбуждающий свет).

Очевидно, начальное условие для решения этого уравнения будет определяться концентрацией неравновесного заряда, захваченного на дырочные ловушки в ОПЗ в момент прекращения его генерации. В самом общем случае начальное условие можем записать в виде:

$$p_t(x)|_{t=0} = p_t(x)_{\max}, \quad (2)$$

Безусловно, что при всех значениях x , т. е. при $0 < x < W$, выполняется соотношение $p_t(x) \leq N_t$, где N_t — концентрация дырочных ловушек в ОПЗ.

Уравнение (1) вместе с начальным условием (2) определяет временную зависимость концентрации неравновесного заряда, захваченного на ловушки в ОПЗ неидеального гетероперехода после прекращения процесса генерации. Решение такого уравнения, учитывающего все пути ликвидации неравновесного заряда накопленного в ОПЗ, определяет кинетику спада тока короткого замыкания, генерированного длинноволновой подсветкой в узкозонном материале гетероперехода, то есть спада видеосигнала, генерированного в исследуемом сенсоре.

Ток короткого замыкания неидеального гетероперехода определяется выражением существенно зависящим от величины $\left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0}$, то есть напряженности электрического поля на гетерогранице [2], которая, в свою очередь, определяется кинетикой захваченного заряда (1). Получить аналитическое решение уравнения (1) в общем виде невозможно, поэтому для получения предварительных оценочных результатов сделаем несколько упрощающих предположений, которые позволят найти выражение для кинетики фототока в аналитическом виде.

Ограничим рассмотрение механизмов удаления заряда из ОПЗ только термическим выбросом. Будем считать, что в нулевой момент времени концентрация захваченных на ловушки дырок постоянна, т. е. начальное условие для решения уравнения (1) можно записать в виде:

$p_t(x)|_{t=0} = \text{const}$. Такой случай может, например, реализовываться при высоких интенсивностях засветки коротковолновым светом, когда все ловушки заполнены и $p_t(x)|_{t=0} = N_t$. Экспериментальным свидетельством реализации такой ситуации является отсутствие роста фотоемкости гетероперехода при увеличении интенсивности возбуждающего света.

Предположим, что повторный захват не имеет места и все дырки, выброшенные в валентную зону удаляются из ОПЗ встроенным электрическим полем.

С учетом сказанного выше (1) примет вид:

$$\frac{dp_t}{dt} = -p_t \bar{v} S_{pt} P_V \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right). \quad (3)$$

Решение такого уравнения с начальным условием $p_t(x)|_{t=0} = N_t$ можно записать в виде:

$$p_t = N_t \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right), \quad (4)$$

где

$$\tau_0 = \frac{\exp\left(\frac{E_t}{kT}\right)}{\bar{v} S_{pt} P_V}. \quad (5)$$

Здесь τ_0 — время релаксации захваченного заряда, которое, как видно из (5), при данной температуре определяется параметрами ловушки (глубиной залегания и сечением захвата).

На рис. 2 приведены графики зависимости $p_t(t)$ в полулогарифмическом масштабе, рассчитанные при разных значениях N_t и τ_0 . Глубина залегания и сечение захвата определяют скорость термического выброса захваченного заряда, а от концентрации ловушечных центров в этом случае зависит только его абсолютное значение. Очевидно, что при учете только термического выброса распределение вдоль координаты x концентрации заряда, локализованного на ловушечных центрах с течением времени не изменяется.

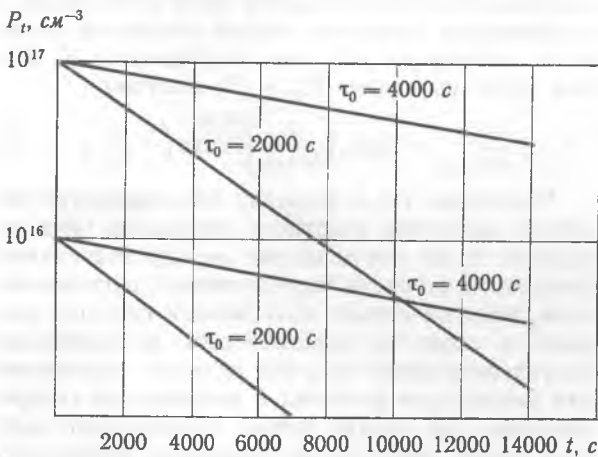


Рис. 2. Релаксация захваченного заряда, рассчитанная при разных значениях N_t и τ_0

Рассмотрим теперь, каким образом в этом случае будет релаксировать ток короткого замыкания, генерированный в узкозонном материале рассматриваемого неидеального гетероперехода.

Как было показано в [4], такой ток определяется соотношением между скоростью поверхностной рекомбинации на гетерогранице и дрейфовой скоростью электронов в ОПЗ вблизи границы раздела, которая, в свою очередь, определяется напряженностью электрического поля или градиентом потенциала в этой области. Для рассматриваемого сейчас простейшего случая равномерного распределения захваченного заряда и, следовательно, квадратичного хода потенциального барьера справедливо следующее соотношение:

$$\left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0} = \frac{2\Phi_0}{W}, \quad (6)$$

причем в этом случае ширина барьера W , как это следует из решения уравнения Пуассона будет определяться выражением:

$$W = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0\Phi_0}{q^2(p_i + N_D)} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Отсюда видно, каким образом для случая равномерного распределения захваченного заряда изменение его концентрации приводит к изменению протяженности ОПЗ и напряженности встроенного поля на гетерогранице, величина которого определяет ток короткого замыкания.

Определим теперь выражение для спадающей релаксации $I_{кз}$ при рассматриваемых упрощающих предположениях. Подставляя (4) в (7) получим:

$$W = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0\Phi_0}{q^2 \left(N_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) + N_D \right)} \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Для первоначальной оценки релаксации тока короткого замыкания сделаем еще одно упрощающее предположение. Будем считать, что $p_i \gg N_D$, то есть, во первых, предположим, что в момент времени $t=0$ выполнялось соотношение $C_\phi \gg C_{\text{темн.}}$ и, во вторых, не будем пока рассматривать заключительную фазу релаксации, а ограничимся расчетом только начальной фазы, пока условие $p_i \gg N_D$ еще выполняется. С учетом этого подставив (8) в (6) получим:

$$\left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0} = 2q\Phi_0 \left[\frac{N_i}{2\epsilon\epsilon_0\Phi_0} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_0}\right). \quad (9)$$

Подставив (9) в формулу определяющую величину фототока короткого замыкания [4] в зависимости от соотношения между значениями дрейфовой скорости (определяемой напряженностью электрического поля вблизи границы раздела) и скорости поверхностной рекомбинации на гетерогранице получим искомое выражение для релаксации фототока в неидеальном гетеропереходе для случая только термического выброса после прекращения генерации неравновесных носителей в широкозонном материале:

$$I_{кз} = I_{кз}^0 \frac{2\mu_n\Phi_0 \left[\frac{N_i}{2\epsilon\epsilon_0\Phi_0} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_0}\right)}{2\mu_n\Phi_0 \left[\frac{N_i}{2\epsilon\epsilon_0\Phi_0} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_0}\right) + S_\delta}. \quad (10)$$

В случае когда скорость поверхностной рекомбинации S_δ существенно больше дрейфовой скорости на гетерогранице v_δ (такое соотношение может реализовываться в реальных неидеальных гетеропереходах) (10) приобретает вид:

$$I_{кз} = I_{кз}^0 \frac{2\mu_n\Phi_0 \left[\frac{N_i}{2\epsilon\epsilon_0\Phi_0} \right]^{1/2}}{S_\delta} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_0}\right). \quad (11)$$

Графики спадающей релаксации фототока в неидеальном гетеропереходе после прекращения возбуждения неравновесных носителей в широкозонном материале рассчитанные по формуле (11), учитывающей только термический механизм ликвидации неравновесного заряда, для разных значений параметров ловушечных центров построенные в полулוגарифмических координатах представлены на рис. 3.

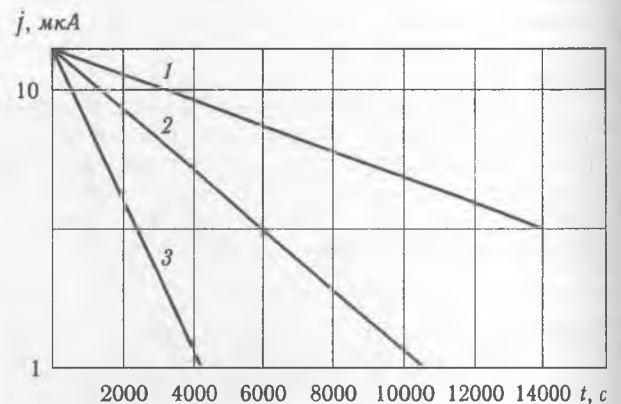


Рис. 3. Релаксация тока короткого замыкания неидеально гетероперехода, рассчитанная при различных параметрах ловушечных центров:

1 — $S_{pi} = 5 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2$, $\tau_0 = 4000 \text{ с}$; 2 — $S_{pi} = 10^{-23} \text{ м}^2$, $\tau_0 = 2000 \text{ с}$; 3 — $S_{pi} = 2 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2$, $\tau_0 = 800 \text{ с}$; $E_i = 0,38 \text{ эВ}$

Известно, что чувствительность сенсора на основе неидеального тонкопленочного гетероперехода $\text{CdS—Cu}_2\text{S}$ существенно неоднородна по поверхности. Эта неоднородность может быть обусловлена наличием в разных точках образца разных ловушечных центров с разными параметрами, определяющими τ_0 , что может приводить к различным значениям сигнала даже в условиях возбуждения, из-за разных уровней установившейся в условиях динамического равновесия концентрации захваченного заряда p_i . Если же сигнал регистрировать спустя некоторое время после прекращения возбуждения то различие конечно будет еще сильнее из-за различных темпов релаксации. Захват неравновесного заряда в ОПЗ гетероперехода $\text{CdS—Cu}_2\text{S}$ может осуществляться на несколько типов ловушек с различной глубиной залегания и сечением захвата, поэтому такой механизм может формировать неоднородность фоточувствительности в рассматриваемом сенсоре. В то же время, такая неоднородность может определяться различной концентрацией N_i вдоль поверхности одного и того же ловушечного центра с неизменным τ_0 . Поэтому, сравнивая экспериментальные данные релаксации сигнала в разных точках сенсора со сделан-

ными выше оценочными расчетами можно определить характер неоднородности, приводящей к изменению фоточувствительности вдоль поверхности.

Такое исследование релаксации сигнала после выключения возбуждающего света было нами выполнено в четырех точках сенсора (рис. 4).

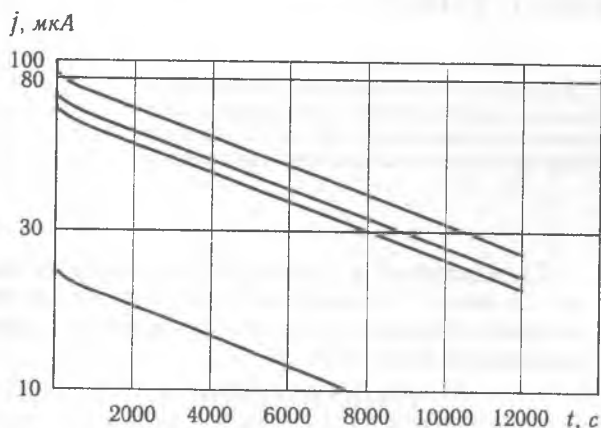


Рис. 4. Релаксация тока короткого замыкания в разных точках образца

Хорошо видно, что в разных точках сигнал убывает с одним и тем же характерным временем релаксации τ_0 , однако сильно отличается по абсолютной величине, что, по-видимому, свидетельствует о том, что неоднородность сенсора по фоточувствительности вызвана существенным изменением вдоль поверхности concentra-

ции ловушечных центров с одними и теми же параметрами, определяющими вероятность термического выброса (E_t и S_{pt}), а захват неравновесного заряда в ОПЗ осуществляется на один тип ловушек. Из рис. 4 также видно что на ранней фазе ход кривой релаксации не описывается моделью, предполагающей исключительно термический выброс захваченного заряда (сравним с рис. 3), более того, в этом случае процесс убывания сигнала вообще нельзя приписать какого-либо определенного значения времени релаксации τ_0 . Это может быть связано с реализацией других путей ликвидации захваченного в ОПЗ неравновесного заряда, например, туннельного выброса.

Литература

1. Borshchak V., Zatovskaya N., Kutalova M., Smyntyna V. Influence of photoexcitation on the parameters of surface potential barrier // Фотоэлектроника. — 2000. — Вып. 10.
2. Borshchak V., Smyntyna V., Zatovskaya N., Kutalova M., Balaban A. Novel sensor for registration optical and X-ray images on the base of non-ideal heterojunction // SPIE International Symposium on Environmental and Industrial Sensing. — Boston (USA), 28 October — 2 November 2001.
3. Vassilevski D. V., Borshchak V. A., Vinogradov M. S. Influence of tunnel effects on the kinetics of the photo-capacitance in nonideal heterojunctions // Solid-State Electronics. — 1994. — Vol. 37. — No. 9. — P. 1680—1682.
4. Borshchak V., Golovanov V., Stankova E., Zatovskaya E. Novel Image Sensor for visible and X-ray Spectra // EUROSENSORS XI, conf. — Warsaw (Poland), September 21—24, 1997.