

УДК 628.315

В.Н. Давыдов, А.С. Гребенников, И.М. Мусина

Анализ электрических свойств фоторезисторов на основе CdSe в условиях фоновой засветки

Получены аналитические выражения для сигнала фотопроводимости и спектральной плотности шумового напряжения, состоящего из всех видов шумов, фоторезистора из CdSe с учетом параметров входной цепи схемы регистрации при действии на полупроводник электрического поля и фоновой засветки. По результатам сравнительного анализа экспериментальных и теоретических зависимостей шума показано, что доминирующим шумом является шум, создаваемый захватом-выбросом и генерацией-рекомбинацией носителей заряда на локализованные состояния в запрещенной зоне полупроводника и связанные с его структурными нарушениями. Построена энергетическая диаграмма фоторезистора. Показано, что существующие физические модели формирования фотопроводимости хорошо объясняют экспериментальные результаты, тогда как для объяснения шумовых свойств фоторезисторов из CdSe необходимо введение в рассмотрение дополнительных механизмов, изменяющих дисперсию числа электронов и дырок под действием напряжения смещения и фоновой засветки.

Ключевые слова: селенид кадмия, фоновая засветка, фотопроводимость, флуктуации заряда, минимум шума, фликкер-шум захвата на хвосты состояний, поверхностные состояния, генерационно-рекомбинационные состояния.

Эксплуатационные параметры приборов твердотельной электроники часто далеки от теоретических оценок, выполненных по параметрам используемого полупроводникового материала. Причина их низких значений заключается в том, что при проведении технологических операций по созданию прибора, а также в процессе его эксплуатации в полупроводнике накапливается большое количество структурных дефектов, часть которых обладают электрической активностью. Последнее означает, что при действии электрических полей эти дефекты изменяют течение электронных процессов, что обнаруживается по характеристикам прибора. Действие электрически активных дефектов, как правило, ухудшает эти характеристики. Таким образом, обнаружение электрически активных дефектов и их устранение способно повысить качество полупроводникового прибора.

Среди разнообразных методов исследования электрических свойств полупроводниковых материалов фотоэлектрические и шумовые методы занимают особое место, поскольку наряду с получением информации о фундаментальных свойствах используемого материала дают информацию о процессах формирования сигнальных и шумовых характеристиках создаваемого прибора. К тому же изучение шумовых свойств полупроводников способно дать информацию о процессах зарядовой нестабильности, структурной перестройки, о причинах деградации прибора, недоступную для других методов [1–3].

Перспективным материалом современной опто- и наноэлектроники является селенид кадмия, используемый для изготовления как светоизлучающих приборов, так и фотоэлектрических элементов. Его практическое применение сдерживается недостаточной изученностью его структурных и электрических свойств [4] особенно в условиях внешних воздействий [5].

В работе [6] показано, что совместное действие электрического поля и фоновой засветки из собственной полосы поглощения способно снизить уровень собственного шума фоторезисторов из CdSe в несколько раз. Однако объяснения полученным экспериментальным результатам не проведено из-за отсутствия анализа основных видов шумов и фотопроводимости, построенных в рамках классических представлений о формировании указанных параметров.

Постановка задачи. Целью данной работы является расчет полевых и мощностных зависимостей сигнала фотопроводимости $U_{фп}$, а также спектральной плотности шумового напряжения $U_{шf}$ фоторезисторов с учетом входной цепи схемы регистрации для выяснения физических причин уменьшения величины шума как в рамках классических представлений о механизмах формирования указанных параметров, так и с привлечением дополнительных механизмов.

Фотопроводимость фоторезистора при засветке. Для анализа экспериментально обнаруженных изменений фотопроводимости в условиях наличия тестового оптического излучения $P_{\text{св}}$, фоновой засветки мощностью $P_{\text{ф}}$ необходимо получить аналитическое выражение для напряжения фотопроводимости, учитывающее схему формирования сигнала, действие на фоторезистор постоянного напряжения смещения V , а также тестового излучения и фоновой засветки. Для этого рассмотрим схему входной цепи регистрации изменения параметров фоторезистора (рис. 1). В отсутствие тестового излучения, фоновой засветки и случайных флуктуаций числа носителей заряда в фоторезисторе величина постоянного напряжения на входе схемы регистрации сигнала фоторезистора будет определяться выражением

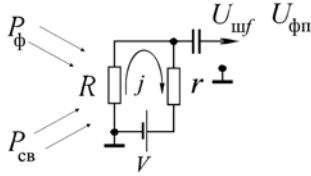


Рис. 1. Входная цепь схемы регистрации сигнала и шума

$$V_0 = R^0 \cdot j = V \left(\frac{R^0}{r + R^0} \right).$$

Использованные обозначения ясны из схемы. Под действием тестового излучения малой мощности $P_{\text{св}}$ величина сопротивления фоторезистора изменяется на величину $\Delta R(P_{\text{св}})$: $R = R^0 + \Delta R(P_{\text{св}})$, причем $\Delta R(P_{\text{св}}) \ll R^0$. В результате этого на входе усилителя появится напряжение величиной

$$U_{\text{вх}}(V, P_{\text{св}}) = V \frac{R^0 + \Delta R}{R^0 + \Delta R + r} \approx V \left(\frac{R^0}{R^0 + r} \right) \cdot \left(1 + \frac{\Delta R(P_{\text{св}})}{R^0} - \frac{\Delta R(P_{\text{св}})}{R^0 + r} \right),$$

в котором сигнал фотопроводимости равен

$$U_{\text{фп}}(V, P_{\text{св}}) \cong V \left(\frac{R^0}{R^0 + r} \right) \frac{\Delta R(P_{\text{св}})}{R^0 + r}. \quad (1)$$

Изменение сопротивления фоторезистора $R(P_{\text{св}})$, вызванное поглощением тестового излучения, найдем, вычисляя дифференциал $R(P_{\text{св}}) = L/(\sigma S)$, где L – длина фоторезистора в направлении тока; S – площадь его поперечного сечения; σ – удельная проводимость полупроводника. Тогда

$$\Delta R(P_{\text{св}}) = -\frac{\Delta \sigma}{\sigma^2} \cdot \frac{L}{S} = -\frac{(q\mu_n \cdot \Delta n + q\mu_p \cdot \Delta p)}{(q\mu_n n_0 + q\mu_p p_0)^2} \cdot \frac{L}{S} = -R^0 \left(\frac{q\mu_n \cdot \Delta n + q\mu_p \cdot \Delta p}{q\mu_n n_0 + q\mu_p p_0} \right). \quad (2)$$

Здесь использованы стандартные обозначения параметров полупроводников, в частности, n_0 , p_0 – темновые концентрации электронов и дырок соответственно. Неравновесные концентрации электронов и дырок могут быть найдены как предельные избытки концентраций носителей заряда, вызванные квазистационарным освещением мощностью $P_{\text{св}}$:

$$\Delta n = g\tau_n = \eta \cdot \alpha \cdot T_{\text{св}} \cdot I_{\text{св}} \cdot \tau_n = \eta_{\text{св}} \alpha_{\text{св}} T_{\text{св}} \cdot \frac{1}{S_{\text{св}}} \cdot \frac{P_{\text{св}}}{hc} \lambda_{\text{св}} \tau_n.$$

Здесь обозначено: $\eta_{\text{св}}$ – квантовая эффективность поглощения света; $\alpha_{\text{св}}$ – коэффициент поглощения света; $T_{\text{св}}$ – коэффициент пропускания тестового излучения в объем полупроводника; $S_{\text{св}} = L^2$ – освещаемая тестовым излучением площадь; h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме; $\lambda_{\text{св}}$ – длина волны тестового излучения; τ_n – время жизни неравновесных электронов. Если тестовое излучение промодулировано синусоидальным напряжением частотой $f = \omega/2\pi$, то выражение для избытка электронов будет иметь следующий вид:

$$\Delta n = g(f)\tau_n = \eta \cdot \alpha \cdot T_{\text{св}} \cdot I_{\text{св}} \cdot \left(\frac{\tau_n}{1 + \omega^2 \tau_n^2} \right) = \eta_{\text{св}} \alpha_{\text{св}} T_{\text{св}} \cdot \frac{1}{S_{\text{св}}} \cdot \frac{P_{\text{св}}}{hc} \lambda_{\text{св}} \left(\frac{\tau_n}{1 + \omega^2 \tau_n^2} \right). \quad (3)$$

При собственном поглощении тестового излучения времена жизни неравновесных электронов и дырок можно считать равными: $\tau_n = \tau_p = \tau_{n,p}$. Подставив выражения (2) и (3) в (1), получим

$$U_{\text{фп}}(V, P_{\text{ф}}) = V \left(\frac{R^0}{R^0 + r} \right) \cdot \left(\frac{r}{R^0 + r} \right) \cdot \left(\frac{q\mu_n + q\mu_p}{q\mu_n n_0 + q\mu_p p_0} \right) \cdot \left(\frac{\tau_{n,p}}{1 + \omega^2 \tau_{n,p}^2} \right) \eta_{\text{св}} \alpha_{\text{св}} T_{\text{св}} \frac{P_{\text{св}}}{L^2 h c} \lambda_{\text{св}}.$$

Обозначим $A = \left(\frac{q\mu_n + q\mu_p}{q\mu_n n_0 + q\mu_p p_0} \right) \eta_{\text{св}} \cdot \alpha_{\text{св}} \cdot T_{\text{св}} \frac{\lambda_{\text{св}}}{L^2 h c}$. Тогда окончательное выражение для напря-

жения фотопроводимости на входе схемы регистрации примет вид:

$$U_{\text{фп}}(V, P_{\text{св}}) = V \frac{r \cdot R^0}{(R^0 + r)^2} A \cdot \left(\frac{\tau_{n,p}}{1 + \omega^2 \tau_{n,p}^2} \right) \cdot P_{\text{св}}. \quad (4)$$

Данное выражение показывает, что сигнал фотопроводимости зависит не только от параметров полупроводника, но и от величины напряжения смещения, а также соотношения темнового сопротивления фоторезистора и сопротивления нагрузки. Максимальный сигнал фотопроводимости достигается при равенстве сопротивлений нагрузки и фоторезистора в темноте: $r = R^0$.

Теперь учтем наличие фоновой засветки фоторезистора. Для этого по приведенной выше методике найдем изменение сигнала фотопроводимости в условиях изменяющегося за счет поглощения слабой фоновой засветки сопротивления фоторезистора: $R^0 \rightarrow R(P_{\text{ф}}) = R^0 + \Delta R(P_{\text{ф}})$, причем $\Delta R(P_{\text{ф}}) \ll R^0$. Учтем также, что в выражении (4) коэффициент A зависит от $P_{\text{ф}}$, Тогда

$$U_{\text{фп}}(V, P_{\text{св}}, P_{\text{ф}}) = U_{\text{фп}}(V, P_{\text{св}}) + \Delta U_{\text{фп}}(V, P_{\text{св}}, P_{\text{ф}}),$$

где первое слагаемое определяется выражением (4), а изменения сигнала фотопроводимости, вызванные фоновой засветкой, вычисляются как дифференциал (4)

$$\Delta U_{\text{фп}}(V, P_{\text{св}}, P_{\text{ф}}) = V \cdot \Delta \left(\frac{r \cdot R(P_{\text{ф}})}{(R(P_{\text{ф}}) + r)^2} \right) \left(\frac{\tau_{n,p}}{1 + \omega^2 \tau_{n,p}^2} \right) A \cdot P_{\text{св}} + V \frac{r \cdot R(P_{\text{ф}})}{(R(P_{\text{ф}}) + r)^2} \left(\frac{\tau_{n,p}}{1 + \omega^2 \tau_{n,p}^2} \right) \Delta(A) \cdot P_{\text{св}}.$$

Наличие двух слагаемых в данном выражении указывает на два механизма влияния фоновой засветки на сигнал фотопроводимости: первое слагаемое описывает изменение коэффициента передачи входной цепи схемы регистрации, вызванное изменением сопротивления фоторезистора, а второе – изменение величины фотопроводимости под действием фоновой засветки. Тогда напряжение фотопроводимости при фоновой засветке будет равно

$$U_{\text{фп}}(V, P_{\text{св}}, P_{\text{ф}}) = V \left(\frac{r \cdot R^0}{(R^0 + r)^2} \right) \cdot \left(\frac{\tau_{n,p}}{1 + \omega^2 \tau_{n,p}^2} \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{r - R^0}{R^0 + r} \right) \cdot \frac{\Delta R(P_{\text{ф}})}{R^0} \right) \cdot A \cdot P_{\text{св}}.$$

Изменение сопротивления фоторезистора под действием фоновой засветки равно

$$\frac{\Delta R}{R^0} = - \frac{q\mu_n \tau_n + q\mu_p \tau_p}{q\mu_n n_0 + q\mu_p p_0} \eta_{\text{ф}} \alpha_{\text{ф}} T_{\text{ф}} \frac{\lambda_{\text{ф}}}{L^2 h c} P_{\text{ф}} = -A \frac{\eta_{\text{ф}} \cdot \alpha_{\text{ф}} \cdot T_{\text{ф}} \cdot \lambda_{\text{ф}}}{\eta_{\text{св}} \cdot \alpha_{\text{св}} \cdot T_{\text{св}} \cdot \lambda_{\text{св}}} \cdot \tau_{n,p} P_{\text{ф}} = -A \cdot B \cdot P_{\text{ф}}.$$

Здесь нижний индекс «св» означает параметры, относящиеся к тестовому излучению, а индекс

«ф» – к фоновой засветке; $B = \frac{\eta_{\text{ф}} \cdot \alpha_{\text{ф}} \cdot T_{\text{ф}} \cdot \lambda_{\text{ф}}}{\eta_{\text{св}} \cdot \alpha_{\text{св}} \cdot T_{\text{св}} \cdot \lambda_{\text{св}}} \tau_{n,p}$.

Тогда окончательное выражение для величины сигнала фотопроводимости на входе схемы регистрации при наличии фоновой засветки фоторезистора будет иметь вид

$$U_{\text{фп}}(V, P_{\text{св}}, P_{\text{ф}}) = V \left(\frac{r \cdot R^0}{(R^0 + r)^2} \right) \cdot \left(\frac{\tau_{n,p}}{1 + \omega^2 \tau_{n,p}^2} \right) \cdot \left(1 - \left(\frac{r - R^0}{R^0 + r} \right) \cdot A \cdot B \cdot P_{\text{ф}} \right) \cdot A \cdot P_{\text{св}}. \quad (5)$$

Оно показывает, что влияние фоновой засветки на сигнал фотопроводимости определяется соотношением сопротивления нагрузки и темнового сопротивления фоторезистора: в случае $r > R^0$ фоновая засветка уменьшает сигнал фотопроводимости, а при $r < R^0$ – увеличивает. Данный эффект

связан с перераспределением напряжения между сопротивлениями входной цепи и фактически означает в первом случае запитывание фоторезистора от источника постоянного тока, а во втором – постоянного напряжения. В использованной экспериментальной установке реализовано условие: $r > R^0$. Максимальное и минимальное изменение фотопроводимости за счет засветки определяется множителем $AB \cdot P_\Phi$, который в свою очередь зависит от параметров полупроводникового материала и фоновой засветки.

Выражение (5) хорошо описывает экспериментально установленные изменения сигнала фотопроводимости при действии фоновой засветки: предсказывая линейный характер зависимости $U_{\Phi\Pi}(V)$, оно свидетельствует о сохранении этой зависимости в условиях засветки. Далее, основной эффект от засветки – снижение величины сигнала фотопроводимости пропорционально мощности засветки – также убедительно подтверждается полученным выражением. Таким образом, совпадение экспериментальных результатов и их теоретического описания свидетельствует об отсутствии дополнительных механизмов формирования фотопроводимости, кроме уже известных механизмов.

Шумы фоторезистора при засветке. Чтобы установить причины обнаруженных особенностей шума при фоновой засветке, необходимо определить, какой из возможных видов шумов в полупроводниковых приборах является доминирующим и, следовательно, ответствен за обнаруженные особенности шума фоторезистора. Для этого запишем выражение для спектральной плотности полного шума фоторезистора, измеренной на частоте f – $U_{\Phi f}$. Он складывается из четырех составляющих спектральных плотностей следующих шумов: теплового шума – $U_{\Phi T}$, дробового шума – $U_{\Phi ДР}$, генерационно-рекомбинационного шума – $U_{\Phi ГР}$ и токового фликкер-шума – $U_{\Phi F}$, каждая из которых зависит от V и P_Φ . Предполагая различные виды шумов независимыми друг от друга, спектральную плотность суммарного шума можно найти как квадратный корень из суммы дисперсий каждого вида шума:

$$U_{\Phi f} = \sqrt{U_{\Phi T}^2 + U_{\Phi ДР}^2 + U_{\Phi ГР}^2 + U_{\Phi F}^2}. \quad (6)$$

Расписав каждое слагаемое выражения (6) с учетом действия фоновой засветки на величину сопротивления фоторезистора, получим выражения для спектральной плотности шумов различной природы при наличии напряжения смещения и слабой фоновой засветки. Затем, сравнивая полученные аналитические выражения для различных компонент шума с экспериментальными зависимостями спектральной плотности шумового напряжения фоторезистора, определим какой из рассмотренных видов шумов имеет сходные с экспериментальными зависимости от напряжения смещения и мощности фоновой засветки.

Для теплового шума дисперсия будет иметь следующий вид:

$$\overline{U_{\Phi T}^2} = 4kT \left(\frac{R(P_\Phi) \cdot r}{R(P_\Phi) + r} \right) = 4kT \left(\frac{R^0 \cdot r}{R^0 + r} \right) \left[1 - \left(\frac{r}{R^0 + r} \right) AB \cdot P_\Phi \right], \quad (7)$$

где использованы введенные ранее обозначения. Из выражения (7) следует, что фоновая засветка фоторезистора приводит к снижению уровня его теплового шума по закону $\sqrt{P_\Phi}$ и что уровень теплового шума не зависит от напряжения смещения, что противоречит экспериментальным данным о поведении шума фоторезистора как по влиянию засветки, так и напряжения смещения.

Для дисперсии дробового шума получим выражение вида

$$\overline{U_{\Phi ДР}^2} = 2q \cdot j \cdot R^2 = 2qV \left(\frac{R^{02}}{R^0 + r} \right) \left[1 + \left(\frac{r}{R^0 + r} \right) AB \cdot P_\Phi \right]. \quad (8)$$

Выражение (8) показывает рост напряжения дробового шума $\sqrt{U_{\Phi ДР}^2}$ с увеличением мощности фоновой засветки по закону $\sqrt{P_\Phi}$, а также зависимость от напряжения смещения по закону \sqrt{V} . Такое поведение напряжения дробового шума не совпадает с экспериментальными зависимостями шумового напряжения $\sqrt{U_{\Phi}^2(V)}$, где имеют место линейные зависимости.

Для нахождения дисперсии напряжения генерационно-рекомбинационного (ГР) шума воспользуемся методикой расчета фотопроводимости, позволяющей записать выражение для изменения напряжения на входе схемы регистрации (см. рис. 1) за счет тепловых флуктуаций числа свободных носителей заряда в зонах разрешенных значений энергии:

$$U(V,t) = V \frac{R^0 + \delta R(t)}{R^0 + \delta R(t) + r} = V \left(\frac{R^0}{R^0 + r} \right) \left(\frac{1 + \frac{\delta R(t)}{R^0}}{1 + \frac{\delta R(t)}{R^0 + r}} \right),$$

флуктуационная составляющая которого будет равна

$$\delta U(V,t) \cong V \left(\frac{R^0}{R^0 + r} \right) \left(\frac{r}{R^0 + r} \right) \frac{\delta R(t)}{R^0}. \tag{9}$$

Здесь $\delta R(t)$ – флуктуация сопротивления фоторезистора, вызванная процессами случайной генерации-рекомбинации свободных носителей заряда в зонах разрешенных значений энергии по механизму Шокли–Рида–Холла.

Теперь будем считать, что на полупроводник действует фоновая засветка. Как и в случае расчета фотопроводимости, введем в выражение (9) зависимость от P_Φ в величины R^0 , сделав замену: $R^0 \rightarrow R^0 + \Delta R(P_\Phi)$. В результате линеаризации выражения (9) по малой мощности фоновой засветки получим

$$\delta U(V, P_\Phi, t) \cong V \left(\frac{r \cdot R^0}{(R^0 + r)^2} \right) \left[1 - \left(\frac{r - R^0}{R^0 + r} \right) AB \cdot P_\Phi \right] \left(\frac{\mu_n \delta n(t) + \mu_p \delta p(t)}{\mu_n n_0 + \mu_p p_0} \right). \tag{10}$$

Рассчитав автокорреляционную функцию случайного процесса $\delta U(V, P_\Phi, t)$ и воспользовавшись теоремой Винера–Хинчина, а также расписав последний множитель выражения (10), найдем дисперсию шумового напряжения, вызванного ГР-процессами через моноэнергетические уровни энергии полупроводника:

$$\overline{U_{\text{шГР}}^2(V, P_\Phi)} \approx V^2 \left(\frac{r}{R^0 + r} \right)^2 \left(\frac{R^0}{R^0 + r} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{r - R^0}{R^0 + r} \right) AB \cdot P_\Phi \right]^2 \left(\frac{4\tau_{n,p}}{1 + \omega^2 \tau_{n,p}^2} \right) \frac{\mu_n^2 \overline{\delta N^2} + \mu_p^2 \overline{\delta P^2}}{\mu_n^2 N_0^2}. \tag{11}$$

Здесь $\omega = 2\pi f$, f – частота измерения шума; N_0 , $\overline{\delta N^2}$ – число электронов в полупроводнике и дисперсия числа электронов, соответственно, $\overline{\delta P^2}$ – дисперсия флуктуации числа дырок.

Выражение (11) показывает, что шумовое напряжение, вызванное флуктуацией числа частиц по механизму Шокли–Рида–Холла, зависит от параметров входной цепи схемы регистрации, линейно возрастает с увеличением напряжения смещения и уменьшается с ростом мощности фоновой засветки. При этом, как и в случае фотопроводимости, спад шума происходит во всем диапазоне напряжений смещения, тогда как в эксперименте на фоне общего снижения шума с мощностью засветки обнаружена область смещений, где шум имеет минимум в определенной области P_Φ .

Дисперсия напряжения токового фликкер-шума полупроводника в единичной полосе частот, вызванная токопротеканием через полупроводник с квадратичной зависимостью спектральной плотности от величины тока, будет равна

$$\overline{U_{\text{шF}}^2} = K \frac{j^2}{f^\gamma} = K \left(\frac{V}{R+r} \right)^2 \frac{1}{f^\gamma} = K \left(\frac{V}{R^0 + r} \right)^2 \left[1 + 2 \left(\frac{R^0}{r + R^0} \right) \cdot AB \cdot P_\Phi \right] \frac{1}{f^\gamma}, \tag{12}$$

где обозначено: K – константа фоторезистора; γ – постоянная Хогарта.

Из сравнения выражения (12) с экспериментальными зависимостями шума можно видеть, что спектральная плотность напряжения токового фликкер-шума имеет линейную зависимость от V , совпадающую с экспериментальной. В то же время действие фоновой засветки приводит к росту

напряжения фликкер-шума. В этой связи для объяснения наличия минимума шума на зависимости $U_{\text{шф}}(V)$ этой связи представляется необходимым включить в число рассматриваемых фликкер-шумов шум, создаваемый за счет захвата носителей заряда на состояния, находящиеся в хвостах плотностей состояний разрешенных зон [2], а также поверхностные состояния полупроводника. Известно, что этот вид фликкер-шума встречается наиболее часто [7]. Его спектральная плотность $\sqrt{U_{\text{ш хв}}}$ формируется суммированием спектральных плотностей ГР-шума, созданных за счет переходов Шокли–Рида–Холла и захвата (прилипания) носителей заряда на отдельные моноуровни. Значит, как и ГР-шум, этот вид фликкер-шума будет уменьшаться с ростом мощности фоновой засветки. Поэтому, исходя из выражения (11), можно записать выражение для дисперсии фликкер-шума, описывающее шум за счет процессов случайного захвата-выброса носителей заряда на состояния в хвостах зон разрешенных значений энергий в объеме, а также на поверхностные состояния (ПС) [3] освещаемой и тыловой поверхностей полупроводникового образца:

$$\overline{U_{\text{ш хв}}^2(V, P_{\text{ф}})} \approx V^2 \left(\frac{r}{R^0 + r} \right)^2 \cdot \left(\frac{R^0}{R^0 + r} \right)^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{r - R^0}{r + R^0} \right) \cdot AB \cdot P_{\text{ф}} \right]^2 \times \quad (13)$$

$$\times \int_{E_v}^{E_c} \left(\frac{4\tau_{n,p}(E)}{1 + \omega^2 \tau_{n,p}^2(E)} \right) \frac{\mu_n^2 \delta N^2(E) + \mu_p^2 \delta P^2(E)}{\mu_n^2 N_0^2} dE.$$

где $\tau_{n,p}(E)$ – время захвата (генерации-рекомбинации) подвижных носителей заряда на хвосты состояний и ПС. Интегрирование ведется по запрещенной зоне полупроводника с учетом хвостов состояний вблизи зоны проводимости и валентной зоны, ПС. Учет поверхностных состояний в формировании фликкер-шума вызван наличием низкочастотной части спектра шума, которая может быть образована суммированием шумов захвата-выброса и ГР-шумов только медленно перезаряжающимися состояниями с характеристическими временами взаимодействия с зонами разрешенных значений энергии больше 0,1 с. Столь большие времена перезарядки состояний указывают на наличие в этом процессе потенциального барьера, разделяющего состояние и резервуар подвижных носителей заряда. Наиболее вероятными состояниями, подходящими под эти условия, являются ПС полупроводника.

На основании сравнения экспериментальных и теоретических зависимостей можно заключить, что регистрируемый в эксперименте шум складывается из ГР-шума (11) и фликкер-шума (13):

$$U_{\text{шф}}(V, P_{\text{ф}}) \cong \sqrt{U_{\text{шГР}}^2 + U_{\text{ш хв}}^2} =$$

$$= V \left(\frac{R^0 r}{(R^0 + r)^2} \right) \left[1 - \left(\frac{r - R^0}{r + R^0} \right) AB \cdot P_{\text{ф}} \right] \sqrt{\int_{E_v}^{E_c} \left(\frac{4\tau_{n,p}(E)}{1 + \omega^2 \tau_{n,p}^2(E)} \right) \frac{\mu_n^2 \delta N^2(E) + \mu_p^2 \delta P^2(E)}{\mu_n^2 N_0^2} dE}. \quad (14)$$

Здесь интегрирование ведется по всем состояниям в запрещенной зоне полупроводника: состояниям из хвостов разрешенных зон, поверхностным состояниям и генерационно-рекомбинационным состояниям, находящимся вблизи середины запрещенной зоны.

Полученные аналитические выражения для сигнала фотопроводимости (5) и спектральной плотности шумового напряжения фоторезистора (14), подвергнутого одновременному действию постоянного напряжения и фоновой засветки, позволяют в рамках классических представлений о механизмах формирования указанных параметров корректно описать основные экспериментальные результаты по фотопроводимости и шумам, но не способны объяснить наличие минимума шума. Тем не менее они позволяют выявить параметры полупроводника, изменения которых в электрическом поле и фоновой засветке приводят к особенностям его шумовых свойств. Критерием поиска таких параметров является следующее: поскольку особенности наблюдаются только в шумах, то эти параметры должны фигурировать в выражении (14) и отсутствовать в выражении (5). Можно видеть, что в полупроводниковом соединении CdSe таковыми являются дисперсии числа флуктуирующих электронов и дырок в зонах разрешенных значений энергии, которые должны зависеть от величины электрического поля в полупроводнике и мощности фоновой засветки:

$\overline{\delta N^2} = \overline{\delta N^2(E, V, P_{\text{ф}})}$ и $\overline{\delta P^2} = \overline{\delta P^2(E, V, P_{\text{ф}})}$. Однако в настоящее время в литературе нет модели перезарядки энергетических состояний в полупроводнике, обладающих указанными свойствами. Из общезначимых соображений можно предположить, что причиной появления минимума шума может стать изменение концентрации или сечений захвата центров прилипания, возможно, за счет протекания фотохимических преобразований. Подобные преобразования исследовались в другом соединении $A^{II}B^{VI}$ – CdS [5]. В этом случае обнаруженные особенности шумовых свойств могут иметь место и в других полупроводниковых соединениях $A^{II}B^{VI}$: CdS, ZnSe, PbS, ZnSe и т.д.

Выводы. Теоретический анализ экспериментальных результатов в рамках классических представлений о процессах в полупроводнике позволил определить особенность энергетической диаграммы рассматриваемой полупроводниковой структуры «металл–n/CdSe–металл», которой стало введение в рассмотрение трех типов электронных состояний: состояния в хвостах зон разрешенных значений энергии, поверхностные состояния и генерационно-рекомбинационные состояния.

Полученные аналитические выражения для расчета сигнала фотопроводимости и спектральной плотности шумового напряжения фоторезистора, подвергнутого одновременному действию постоянного напряжения и фоновой засветки из собственной полосы поглощения, позволяют в рамках классических представлений о механизмах формирования указанных параметров корректно описать основные закономерности изменения сигнала фотопроводимости и спектральной плотности шумового напряжения: линейность зависимостей указанных параметров от напряжения смещения и мощности фоновой засветки.

Из сравнения аналитических выражений для сигнала фотопроводимости и спектральной плотности шумового напряжения фоторезистора выявлены параметры полупроводника, изменения которых приводят к особенностям его шумовых свойств. Такими параметрами оказались дисперсии флуктуаций электронов и дырок в полупроводнике.

Литература

1. Ван дер Зил А. Шумы. Источники, описание, измерение / пер. с англ. под ред. А.К. Нарышкина. – М.: Сов. радио, 1973. – 225 с.
2. Кернер Б.С. О механизме избыточных токов в p – n -переходах / Б.С. Кернер, В.В. Осипов, И.И. Таубкин // Физика и техника полупроводников. – 1986. – Т. 2, № 9. – С. 1739–1742.
3. Давыдов В.Н. Флуктуационные процессы в приповерхностной области антимонида индия / В.Н. Давыдов, Ф.С. Ким, А.С. Петров // Известия вузов. Физика. – 1988. – № 9. – С. 60–65.
4. Георгобиани А.Н. Влияние атмосферы отжигов на структуру и свойства пленок селенида кадмия, имплантированных серебром / А.Н. Георгобиани, Б.Н. Левонич, Т.Б. Сагалова // Материалы электронной техники. Сер. Материаловедение и технологии. – 2009. – № 4. – С. 14–18.
5. Георгобиани А.Н. Физика соединений $A^{II}B^{VI}$ / А.Н. Георгобиани, М.К. Шейкман. – М.: Наука, 1986. – 320 с.
6. Давыдов В.Н. Влияние фоновой засветки на электрические свойства фоторезисторов из селенида кадмия / В.Н. Давыдов, И.М. Мусина, А.С. Гребенников // Доклады ТУСУРа. – 2011. – № 2(24), ч. 1. – С. 166–170.
7. Дьяконова Н.В. Природа объемного шума $1/f$ в GaAs и Si / Н.В. Дьяконова, М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев // Физика и техника полупроводников. – 1991. – Т. 25, № 12. – С. 2065–2104.

Давыдов Валерий Николаевич

Д-р физ.-мат. наук, профессор каф. электронных приборов ТУСУРа
Тел.: 8 (382-2) 41-35-07
Эл. почта: priem@main.tusur.ru

Гребенников Александр Сергеевич

Студент 4-го курса, каф. электронных приборов ТУСУРа
Тел.: 8 (382-2) 413-507.

Мусина Ирина Максимовна

Магистр каф. электронных приборов ТУСУРа

Тел.: 8 (382-2) 41-35-07

Davydov V.N., Grebennikov A.S., Musina I.M.

Analysis of electrical properties of CdSe photo-resistors in the conditions of background noise

There are received the analytical expressions for photoconductivity signal and noise voltage spectral density consisting of all kinds of noise, of CdSe photo-resistor taking into account the parameters of an entrance circuit of the registration scheme when operating on the semiconductor of electric field and background noise. The results of the comparative analysis of experimental and theoretical dependences of noise show that dominating noise is the noise created by capture-emission and generation-recombination of charge carriers on localized conditions in the semiconductor band gap and connected with its structural infringements. The energy diagram of a photo-resistor is constructed. It is shown that existing physical models of photoconductivity formation well explain experimental results whereas for the explanation of noise properties of CdSe photo-resistors it is necessary to consider additional mechanisms, which change the dispersion of number of electrons and holes under the influence of bias voltage and background noise.

Keywords: cadmium selenide, background noise, photoconductivity, charge fluctuations, noise minimum, capture flicker-noise on tails of conditions, superficial conditions.
