

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ
МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 621.315.592

А. В. Войцеховский, Ю. А. Денисов, А. П. Коханенко, В. С. Варавин,
С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Ю. Г. Сидоров, М. В. Якушев

(Томск - Новосибирск)

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ И РЕКОМБИНАЦИОННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК МЛЭ-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ CdHgTe

Представлены результаты расчета спектральных и рекомбинационных характеристик в эпитаксиальных структурах CdHgTe (КРТ) с градиентом ширины запрещенной зоны в поверхностном слое, а также с неоднородным распределением состава. Экспериментально исследованы температурные зависимости времени жизни неосновных носителей заряда при послойном травлении и спектральные зависимости фоточувствительности эпитаксиальных структур КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показано, что наличие варизонных широкозонных слоев на поверхности пленки КРТ снижает влияние поверхностной рекомбинации на величину времени жизни неосновных носителей заряда и влияет на вид спектральной характеристики фотопроводимости. Наличие неоднородности состава в глубине пленки характеризуется сдвигом длинноволновой границы фотопроводимости.

Введение. Ряд важнейших параметров фотоприемных устройств на основе твердых растворов CdHgTe (КРТ), таких как обнаружительная способность, спектральная фоточувствительность, в значительной степени определяются условиями рекомбинации на поверхностях фоторезисторов (ФР).

Считается, что толщина ФР должна быть порядка обратной величины коэффициента поглощения на длине волны максимума чувствительности ФР. При этом носители легко достигают границ раздела за счет диффузии и большая величина скорости поверхностной рекомбинации (S) носителей заряда может значительно снизить эффективное время жизни носителей заряда (τ_{eff}) и обнаружительную способность ФР, а также влияет на вид спектральной характеристики ФР. В случае однородного материала спектральные характеристики будут также определяться толщиной и составом.

Технология молекулярно-лучевой эпитаксии позволяет выращивать эпитаксиальные слои КРТ с заданным распределением состава по толщине, которые оптимизируют характеристики ФР.

Представлены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований спектральных характеристик и времени жизни носителей заряда в эпитаксиальных пленках КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. При этом основное внимание уделяется влиянию на рекомбинационные и спектральные характеристики варизонных широкозонных слоев на поверхности и границе раздела с подложкой, а также введенных неоднородностей состава эпитаксиальной пленки по толщине.

Теоретический анализ процессов переноса носителей заряда в варизонных эпитаксиальных структурах КРТ. Для понимания процессов фотопроводимости, происходящих в варизонных структурах, необходим теоретический анализ явлений переноса носителей заряда. При этом применение предположения о «псевдооднородности» зачастую оказывается необоснованным, поскольку при этом не учитывается дрейф носителей заряда под действием встроенных электрических полей, возникающих в приборах с градиентами ширины запрещенной зоны. Известно, что указанный дрейф существенным образом может изменить свойства полупроводниковой структуры.

Процессы фотопроводимости в варизонных полупроводниковых структурах теоретически и экспериментально исследовались рядом авторов как в плане изучения новых возможностей, так и в плане создания приборов, обладающих улучшенными характеристиками по сравнению с традиционными полупроводниковыми структурами [1–8].

На рис. 1 (вставка) схематически изображена энергетическая диаграмма в пленке КРТ n -типа проводимости с варизонным слоем на поверхности. Будем рассматривать однородно легированный материал. Полагаем также, что на границе раздела эпитаксиальная пленка–подложка ($x = d$) варизонный слой отсутствует. Свет падает на поверхность пленки ($x = 0$), при этом генерированные дырки будут увлекаться встроенным полем и дрейфовать по направлению к затененной стороне ($x = d$).

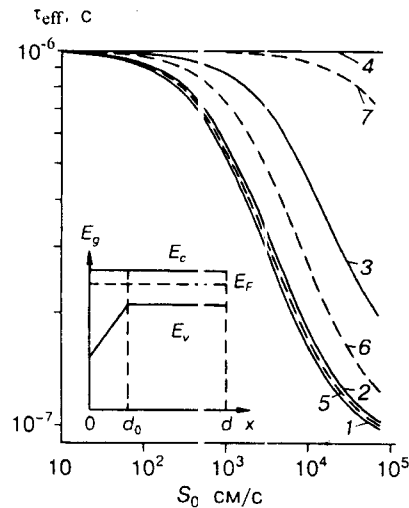


Рис. 1. Зависимости эффективного времени жизни носителей заряда от скорости поверхностной рекомбинации S_0 для структуры с варизонным слоем на поверхности. Энергетическая диаграмма структуры представлена на вставке. Номера кривых соответствуют параметрам варизонного слоя, указанным в табл. 1

Как было показано в [9], наличие встроенного электрического поля на границе раздела может способствовать уменьшению влияния поверхностной рекомбинации. Существует два критерия, определяющих роль поверхностной рекомбинации. Один из них связан с отношением скорости дрейфа носителей заряда к скорости поверхностной рекомбинации. Если это отношение велико, то поверхностная рекомбинация не сказывается на спектральной характеристике, даже если энергия фотона такова, что поглощение происходит вблизи поверхности. Другой критерий связан с отношением глубины проникновения света к длине диффузии неосновных носителей заряда (ННЗ) против тянущего поля. Глубина проникновения максимальна для фотонов с энергией, равной минимальной ширине запрещенной зоны, и уменьшается с ростом энергии фотона. Пока она остается больше длины диффузии против поля, генерируемые светом носители не выходят на освещенную поверхность.

Для анализа влияния варизонных областей на свойства эпитаксиальных структур воспользуемся уравнением непрерывности с учетом процессов диффузии и дрейфа в одномерном случае [10]:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -D_a \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} \pm \frac{D_a}{kT} \frac{\partial E_{c,v}}{\partial x} \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + \left(\frac{1}{\tau_0} \pm \frac{D_a}{kT} \frac{\partial^2 E_{c,v}}{\partial x^2} \right) \Delta p - \beta g(x, h\nu), \quad (1)$$

где $\Delta p(x)$ – распределение концентрации ННЗ; $D_a = \frac{n_0 + p_0}{n_0/D_p + p_0/D_n} = D_p \frac{n_0 + p_0}{n_0 + p_0/b}$ – коэффициент амбиполярной диффузии; $b = \mu_n/\mu_p$ – отношение подвижностей электронов и дырок; β – внутренний квантовый выход, соответствующий числу пар неравновесных носителей, рожденных одним квантом света; τ_0 – время жизни ННЗ (дырок – в материале n -типа, электронов – в материале p -типа), определяемое объемными механизмами рекомбинации; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; $E_{c,v}$ – энергии дна зоны проводимости или потолка валентной зоны, которые являются функциями от координаты.

Для материала n -типа проводимости в уравнении (1) выбирается знак «+», в материале p -типа – «-».

Значение $g(x, h\nu)$ – функция генерации, вид которой определяется зависимостью ширины запрещенной зоны от координаты x , спектральной зависимостью коэффициента поглощения $\alpha(x, h\nu)$ полупроводника и спектром падающего излучения. Ее можно записать следующим образом:

$$g(x, h\nu) = \alpha(x, h\nu) I_0 e^{-\int_0^x \alpha(t, h\nu) dt}, \quad (2)$$

где I_0 – интенсивность падающего излучения.

В стационарном случае уравнение (1) запишется в виде

$$\frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \frac{e\varepsilon}{kT} \frac{\partial \Delta p}{\partial x} - \left(\frac{1}{\tau_0 D_a} + \frac{e}{kT} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) \Delta p = -\frac{\beta g(x, h\nu)}{D_a}. \quad (3)$$

Здесь ε – напряженность встроенного электрического поля, вызванного градиентом ширины запрещенной зоны, которая имеет вид

$$\varepsilon = -\frac{1}{e} \frac{dE_v}{dx} \quad (4)$$

для материала n -типа проводимости и

$$\varepsilon = \frac{1}{e} \frac{dE_c}{dx} \quad (5)$$

для материала p -типа проводимости.

Граничные условия для уравнения (3) можно записать в виде

$$D_a \left. \frac{d\Delta p}{dx} \right|_{x=0} - \frac{eD_a}{kT} \varepsilon(0) \Delta p(0) = \Delta p(0) S_0, \quad (6)$$

$$D_a \left. \frac{d\Delta p}{dx} \right|_{x=d} - \frac{eD_a}{kT} \varepsilon(d) \Delta p(d) = -\Delta p(d) S_d, \quad (7)$$

где S_0, S_d – скорости поверхностной рекомбинации на поверхности пленки КРТ при $x=0$ и на границе раздела эпитаксиальная пленка–подложка при $x=d$, где d – толщина полупроводника.

Дифференциальное уравнение (3) не имеет аналитического решения в квадратурах для функций произвольного вида $E_{c,v}(x)$. Удобным способом математического описания широкого класса экспериментально наблюдаемых неоднородностей в полупроводниковых твердых растворах является приближение полиномами высоких степеней [11]:

$$E_{c,v}(x) = L_g(x) = \sum_{i=1}^n b_i x^{n-i}. \quad (8)$$

Такое представление позволяет провести моделирование физических процессов в варизонных структурах практически с любыми профилями состава.

Распределение избыточных носителей заряда создается в результате нескольких процессов: световой генерации, диффузии, дрейфа, объемной и поверхностной рекомбинации. Очевидно, чтобы найти величину фотопроводимости, необходимо определить функцию $\Delta p(x)$, т. е. решить уравнение (3) с граничными условиями (6) и (7).

При воздействии на полупроводник светом с некоторой энергией кванта $h\nu$ и интенсивностью I_0 в образце происходит генерация электрон-дырочных пар и устанавливается некоторое распределение концентрации ННЗ $\Delta p(x)$. Полное число неравновесных дырок ΔP в расчете на единицу освещаемой поверхности можно записать в виде

$$\Delta P = \int_0^l \Delta p(x) dx. \quad (9)$$

Спектральное распределение фотопроводимости определяется зависимостью α от энергии (длины волны) падающего излучения и ширины запрещенной зоны. Для расчета нами использовался коэффициент поглощения из [12].

Величину ΔP можно также записать, введя величину τ_{eff} ННЗ:

$$\Delta P = g_0(h\nu)\tau_{\text{eff}}. \quad (10)$$

Эффективное время жизни ННЗ определяется в общем случае как объемными механизмами рекомбинации (излучательной, Оже, Шокли – Рида), так и вытягиванием через контакты, рекомбинацией на границах раздела и т. д. [13–15].

Рассмотрим влияние поверхностной рекомбинации на τ_{eff} для структуры, энергетическая диаграмма которой показана на вставке к рис. 1. Расчет τ_{eff} ННЗ проводился с использованием уравнений (9), (10) для полупроводника n -типа, поскольку именно такой материал получил наибольшее распространение для изготовления фоторезисторов из-за сравнительно низкой концентрации основных носителей заряда $n_0 = 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и высокого времени жизни ННЗ при отсутствии значительной концентрации локальных рекомбинационных центров.

Энергетическая диаграмма характеризуется тем, что на поверхности эпитаксиальной пленки имеется варизонный слой, ширина запрещенной зоны в пределах которого может быть аппроксимирована линейной зависимостью вида $E_g(x) = E_{g0} - ((E_{g0} - E_{gd0})/d_0)x$, где E_{g0} – ширина запрещенной зоны на поверхности при $x = 0$; E_{gd0} – ширина запрещенной зоны при $x = d_0$; d_0 – толщина варизонной области. Градиент ширины запрещенной зоны в этом случае удобно характеризовать величиной

$$a = \frac{(E_{g0} - E_{gd0})}{(kTd_0)}. \quad (11)$$

Параметры варизонного слоя, для которых проводился расчет, представлены в табл. 1. Поле $\epsilon(x)$ будет постоянным в варизонном слое и будет отсутствовать в рабочем слое ($\epsilon(d) = 0$ в граничном условии (7)). Для упрощения примем, что $S_d = 0$. В расчете использовались следующие характеристики материала: время жизни ННЗ, ограниченное объемными механизмами рекомбинации, $\tau_p = 1 \text{ мкс}$; подвижность ННЗ $\mu_p = 500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; температура $T = 80 \text{ К}$. Толщина образца d принималась равной 10 мкм. Предполагалось, что спектральный состав падающего излучения соответствует поглощению в приповерхностном слое структуры (энергия кванта света равна ширине запрещенной зоны на поверхности).

Рассчитанные зависимости τ_{eff} приведены на рис. 1 и, как видно, определяются величиной градиента ширины запрещенной зоны. Так, при $S_0 = 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ в случае отсутствия варизонного слоя на поверхности ($a = 0$) τ_{eff} жизни снижается на порядок по сравнению с временем жизни неосновных дырок в материале τ_p . Область градиентов с $a = 0 - 10^3 \text{ см}^{-1}$ практически не влияет на величину τ_{eff} . С дальнейшим увеличением градиента происходит резкий рост τ_{eff} . При величине $a = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и $d_0 = 1 \text{ мкм}$ влиянием

Таблица 1

Параметры варизонного слоя на поверхности

Номер зависимости на рис. 1	Ширина запрещенной зоны на поверхности E_{g0} , эВ	Ширина запрещенной зоны в объеме эпитаксиальной пленки E_{gdo} , эВ	Градиент ширины запрещенной зоны a , см ⁻¹	Толщина варизонного слоя d_0 , мкм
1	0,095	0,095	0	1,0
2	0,096	0,095	10^3	1,0
3	0,110	0,095	10^4	1,0
4	0,163	0,095	$5 \cdot 10^4$	1,0
5	0,096	0,095	10^3	0,5
6	0,102	0,095	10^4	0,5
7	0,130	0,095	$5 \cdot 10^4$	0,5

поверхностной рекомбинации на τ_{eff} можно пренебречь, поскольку для таких параметров варизонного слоя встроенное электрическое поле является достаточным для эффективного отталкивания ННЗ от поверхности. Таким образом, величина градиента ширины запрещенной зоны существенно влияет на τ_{eff} ННЗ.

Однородность полупроводника проявляется в характере длинноволновой границы fotocувствительности. На рис. 2 представлены зависимости спектров фотопроводимости для структур с линейным профилем ширины запрещенной зоны (см. вставку). Кривая 7 соответствует спектральной характеристике однородного полупроводника. Расчет проводился для идеальной поверхности ($S_0 = 0$) при условии, что структура находится при температуре $T = 80$ К. Для всех случаев $d = 10$ мкм и состав материала в точке $x = d$ равен 0,2. Из графика видно, что с ростом градиента ширины запрещенной зоны fotocувствительность в длинноволновой области имеет более пологий характер, что позволяет судить о степени однородности материала.

Вид спектральной характеристики ФЧЭ будет также зависеть от величины скорости поверхностной рекомбинации. Особенно сильно поверхностная рекомбинация отражается на свойствах тонких фоторезисторов с высокими временами жизни ННЗ. Влияние поверхностной рекомбинации на фотоэлектрические свойства образцов толщиной 10–20 мкм будет незначительным при скоростях не выше 100 с/с. Из литературных данных известно, что для материала КРТ минимальные величины скорости поверхностной рекомбинации составляют $5 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^3$ см/с [16, 17]. В ФР из объемного материала для получения высоких значений фотоотклика приходится применять относительно толстые образцы. Использование преимуществ технологии МЛЭ позволяет преодолеть влияние поверхностной рекомбинации в тонких пленках КРТ путем выращивания варизонных широкозонных слоев

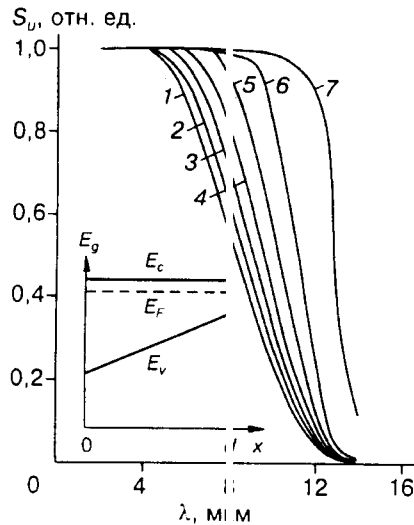


Рис. 2. Спектральные характеристики фотопроводимости S_{ii} для структур с различными величинами состава x на поверхности:
 1— $x = 0,50$; 2— $0,45$; 3— $0,40$; 4— $0,35$; 5— $0,30$; 6— $0,25$. Кривая 7 соответствует однородному образцу ($x = 0,20$). На вставке приведена энергетическая диаграмма варизонной структуры

на границах пленка–подложка и на поверхности пленки КРТ, которые препятствуют рекомбинации ННЗ в этих областях.

Для оценки влияния варизонных и широкозонных слоев на спектральные характеристики проведен расчет данных зависимостей для структуры, имеющей энергетическую диаграмму, аналогичную диаграмме, изображенной на вставке к рис. 1. Отличие состоит в том, что варизонный широкозонный слой имеется не только на поверхности пленки КРТ, но и на границе пленка–подложка. Толщина варизонных областей была не более 2 мкм. Ширина запрещенной зоны в узкозонной части структуры составляла 0,095 эВ, что соответствует составу $x = 0,2$ при $T = 80$ К. Параметры структур, для которых проводился расчет спектральных характеристик, представлены в табл. 2.

Спектральные характеристики фотопроводимости $S_{ii}(\lambda)$ для различных величин скорости рекомбинации на границах раздела представлены на рис. 3 для образца толщиной 10 мкм. Зависимости $S_{ii}(\lambda)$ для $a = (10^2, 10^3) \text{ см}^{-1}$ (кривые 1–4) характеризуются достаточно сильным спадом фотосигнала в области коротких длин волн. Спектральные характеристики для $a = 10^4 \text{ см}^{-1}$ (кривые 5, 6) имеют меньшую величину спада в области коротких длин волн. Отсюда следует, что для уменьшения влияния поверхностной рекомбинации на вид спектральных характеристик необходимы варизонные слои с большими градиентами состава ($a > 10^4 \text{ см}^{-1}$).

Рассмотрим случай, когда в пленке КРТ имеется прослойка с меньшим составом (вставка, рис. 4). В расчете для такой структуры предполагалось, что время жизни ННЗ $\tau_{\text{eff}} = 10^{-7}$ с и $S_c = S_d = 0$. Спектральные характеристики фотопроводимости для этого случая показаны на рис. 4. Особенности спектральных характеристик состоят в особом виде длинноволновой

Таблица 2

Параметры варизонных структур для расчета спектральных характеристик фотопроводимости

Номер зависимости	α , см ⁻¹	$S_0 = S_d$, см/с
1	10^2	10^5
2	10^2	10^3
3	10^3	10^5
4	10^3	10^3
5	10^4	10^5
6	10^4	10^3

границы фоточувствительности, имеющем два участка. В области $2,0 < \lambda < 8,8$ мкм основную роль играет поглощение в широкозонной части структуры ($x_{\text{CdTe}} = 0,22$). Спектральные характеристики в области $8,8 < \lambda < 14$ мкм определяются поглощением в узкозонной части прослойки ($x = 0,20$), причем вид спектральных характеристик существенно зависит от размера прослойки.

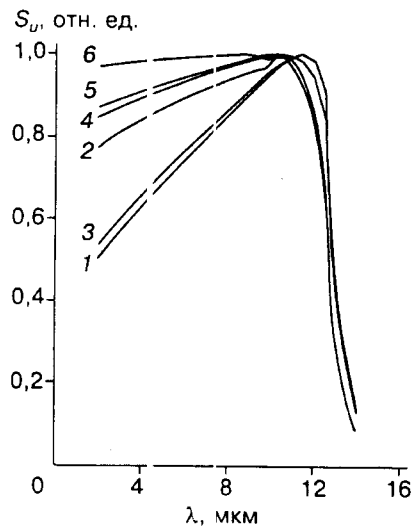


Рис. 3. Спектральные характеристики фотопроводимости S_d для структур с варизонными слоями на границах раздела эпитаксиальной пленка–поверхность и эпитаксиальная пленка–подложка. Номера кривых соответствуют параметрам структур, указанным в табл. 2

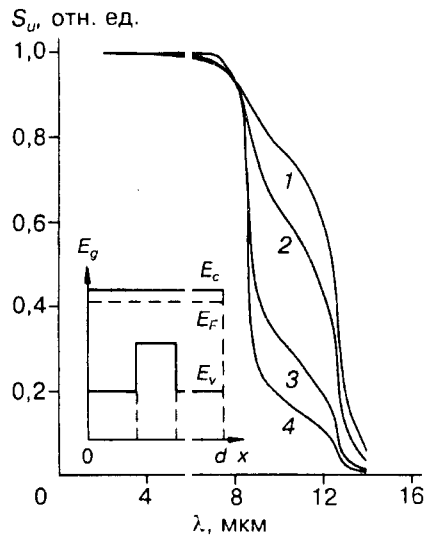


Рис. 4. Спектральные характеристики фотопроводимости S_u для структуры, энергетическая диаграмма которой представлена на вставке, для различных толщин узкозонного слоя (мкм): 1 – 5,0; 2 – 3,0; 3 – 1,0; 4 – 0,5

Экспериментальное исследование спектральных характеристик эпитаксиальных структур КРТ, выращенных методом МЛЭ. В данном разделе приведены результаты экспериментального исследования спектральных характеристик и рекомбинационных свойств эпитаксиальных пленок КРТ в температурном интервале 77–200 К, выращенных методом МЛЭ на подложках GaAs [18]. Для исследования вырезались прямоугольные образцы размером 4 × 3 мм. Образцы крепились на держателе внутри криостата. На концы пленок наносились индиевые контакты, которые распаивались к контактам держателя. Для снижения влияния фонового излучения использовалась охлаждаемая диафрагма. Спектральные характеристики измерялись с помощью спектрометра ИФС-22 в диапазоне длин волн 2–14 мкм при 80 К. Время жизни НЗ измерялось методом релаксации сигнала фотопроводимости при возбуждении излучением с $\lambda = 0,9$ и 10,6 мкм. Проводились измерения спектральных характеристик fotocувствительности и температурных зависимостей времени жизни НЗ пленок КРТ при послойном травлении. Пленки КРТ были *n*-типа проводимости с варизонными широкозонными слоями на границе пленка–подложка и на поверхности пленки толщиной ~1,5 и 0,5 мкм соответственно. Максимальный состав в широкозонной части $x_{\text{CdTe}} \sim 0,3$. Толщины пленок КРТ 5,5 и 7 мкм для образцов 1 и 2 соответственно.

На рис. 5, а представлены спектральные характеристики fotocувствительности образца 1 *n*-типа проводимости до (кривая 1) и после (кривая 2) травления. До травления спектральная характеристика имеет плато в области длин волн 2–5 мкм и довольно пологий спад в области 6–10 мкм. Как было показано выше, такая форма длинноволновой границы fotocувствительности характерна для варизонных полупроводников. Отсутствие заметного спада в области коротких длин волн свидетельствует о незначительной поверхностной рекомбинации. Температурная зависимость времени жизни при возбуждении излучением с $\lambda = 0,9$ мкм показана на рис. 5, б (кривая 1).

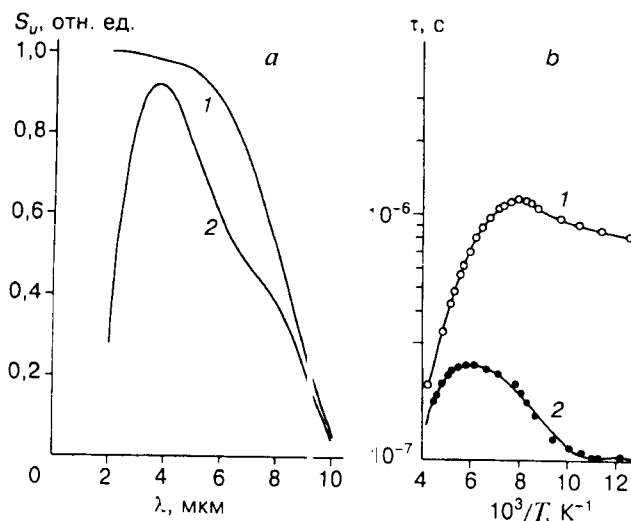


Рис. 5. Спектральные характеристики фото проводимости S_p для образца 1 до (кривая 1) и после (кривая 2) травления (а) и температурная зависимость времени жизни для образца 1 до (кривая 1) и после (кривая 2) травления и возбуждении излучением с $\lambda = 0,9$ мкм (б)

Для данной пленки характерна довольно большая величина времени жизни (0,8 мкс при $T = 80$ К), что также свидетельствует о незначительном влиянии поверхностной рекомбинации. После травления пленки КРТ на толщину $\sim 1,5$ мкм (при этом полностью удаляется варизонный слой и часть рабочего слоя) на спектральной зависимости имеет место формирование максимума спектральной чувствительности в области 4 мкм (см. рис. 5, а, кривая 2). Переход от кривой с плато в коротковолновой области к кривой с максимумом свидетельствует о возникновении заметной рекомбинации на поверхности. Как и следовало ожидать, после травления резко уменьшилось время жизни с $\lambda = 0,9$ мкм (см. рис. 5, б, кривая 2), что также связано с увеличением влияния поверхностной рекомбинации на время жизни ННЗ. Сдвиг длинноволновой границы можно объяснить градиентом состава рабочего слоя структуры, при котором состав КРТ увеличивается в глубину рабочего слоя. Приведенные экспериментальные результаты качественно согласуются с проведенными расчетами.

На рис. 6, а представлены спектральные характеристики фоточувствительности для образца, имеющего состав рабочего слоя $x_{\text{CdTe}} \sim 0,22$, содержащего прослойку с меньшим составом $x_{\text{CdTe}} \sim 0,21$ толщиной $\sim 1,5$ мкм в образце 2. Особенностью спектральных характеристик до и после травления является плато в диапазоне длин волн 5–9 мкм. Как было показано выше, такое поведение спектральной характеристики качественно согласуется с теоретическим расчетом для структуры, содержащей узкозонную прослойку.

Измерены температурные зависимости времени жизни ННЗ до и после травления при возбуждении излучением с $\lambda = 0,9$ и 10,6 мкм (рис. 6, б). До травления время жизни при поверхностном и объемном возбуждении одинаково и составляет ~ 1 мкс при 80 К, что близко к величинам для объемных кристаллов КРТ. После травления время жизни резко уменьшается, что связано с увеличением поверхностной рекомбинации. Таким

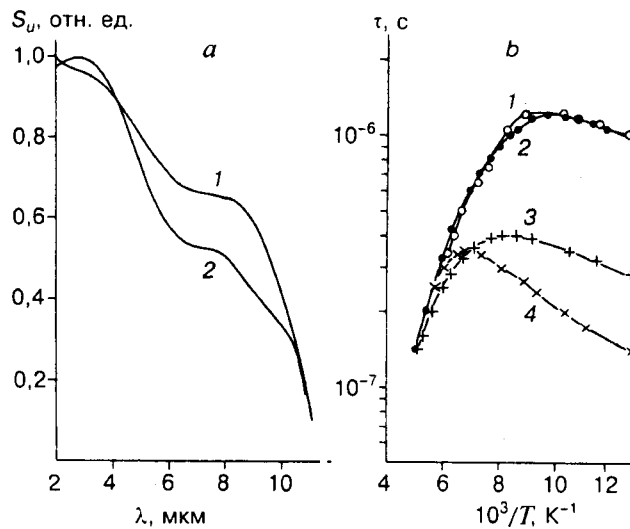


Рис. 6. Спектральные характеристики фотопроводимости S_n для образца 2 до (кривая 1) и после (кривая 2) травления (а) и температурной зависимости времени жизни для образца 2 до (кривые 1, 2) и после (кривые 3, 4) травления при возбуждении излучением с $\lambda = 0,9$ (1, 3) и $\lambda = 10,6$ мкм (2, 4) (b)

образом еще раз подтверждается пагубное действие варизонного слоя на поверхности пленки КРТ. Действительно, рассчитанные значения параметра a по формуле (11) для таких варизонных слоев имеют величины более 10^5 см^{-1} , что превышает расчетную величину, при которой поверхностная рекомбинация практически не влияет на спектральные характеристики и время жизни НЗ.

Заключение. Проведен теоретический анализ влияния варизонных широкозонных слоев на поверхность пленки КРТ на время жизни НЗ и спектральные характеристики фотопроводимости. Показано, что наличие встроенных электрических полей, обусловленных градиентом ширины запрещенной зоны, приводит к существенному изменению процессов переноса НЗ. Приведен расчет влияния градиента состава и узкозонной прослойки на спектральные характеристики фотопроводимости. Варизонные широкозонные слои на границах раздела приводят к значительному снижению влияния поверхностной рекомбинации. Показано, что при градиентах ширины запрещенной зоны с параметром a более 10^4 см^{-1} влиянием поверхностной рекомбинации можно пренебречь. В коротковолновой области фотопроводимость зависит от поверхностной рекомбинации. В длинноволновой области фотопроводимость определяется распределением состава по толщине материала.

Экспериментальные исследования при послойном травлении показали резкое уменьшение времени жизни НЗ при удалении верхнего варизонного широкозонного слоя. Это согласуется с предложенным механизмом влияния встроенного электрического поля на рекомбинационные характеристики ФР. Экспериментальные спектральные характеристики фотопроводимости пленок КРТ качественно согласуются с предложенными модельными расчетами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кесаманлы Ф. П., Коваленко В. Ф., Марончук И. Е. и др. Исследование диффузионной длины в варизонных твердых растворах $Al_xGa_{1-x}As$ // ФТП. 1978. 12, вып. 7. С. 1318.
2. Коваленко В. Ф., Пека Г. П., Шепель Л. Г. Излучательная рекомбинация в тонких варизонных структурах // Там же. С. 1421.
3. Кудинов В. А., Пека Г. П., Смоляр А. Н. Спектральные характеристики варизонных фоторезисторов с нелинейным изменением ширины запрещенной зоны // УФЖ. 1989. 34, № 5. С. 742.
4. Савицкий В. Г., Соколовский Б. С. Фоточувствительность варизонной полупроводниковой пластины с варизонным передним слоем // ФТП. 1979. 13, вып. 7. С. 1451.
5. Савицкий В. Г., Соколовский Б. С. Перенос носителей заряда в варизонных структурах на основе КРТ // Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллами: Тр. V Всесоюз. симп. Львов, 1980. Ч. II. С. 124.
6. Савицкий В. Г., Соколовский Б. С. Фоточувствительность варизонных структур $Cd_xHg_{1-x}Te$ // Там же. С. 131.
7. Вуль А. Я., Вуль С. П., Лежейко Л. В. и др. Экспериментальное исследование фоточувствительности варизонных структур // ФТП. 1977. 11, вып. 8. С. 1634.
8. Савицкий В. Г., Соколовский Б. С. Спектральная фоточувствительность тонких варизонных слоев // ФТП. 1979. 13, вып. 7. С. 1452.
9. Константинов О. В., Царенков Г. В. Фотопроводимость и эффект Дембера в варизонных полупроводниках // ФТП. 1976. 10, вып. 4. С. 720.
10. Осинский В. И., Малышев С. А., Рыжков М. П. Накопление неосновных носителей заряда в объеме полупроводника с переменной шириной запрещенной зоны // ДАН БССР. 1981. 25, № 8. С. 707.
11. Клецкий С. В. Спектральные характеристики варизонных структур с нелинейным профилем состава // ФТП. 1992. 26, вып. 9. С. 1631.
12. Anderson W. W. Absorption constant of $Pb_{1-x}Sn_xTe$ and $Hg_{1-x}Cd_xTe$ alloys // Infrared Phys. 1980. 20. P. 363.
13. Kinch M. A., Borrello S. R., Breazerle B. H., Simmons A. Geometrical enhancement of HgCdTe photoconductive detectors // Infrared Phys. 1977. 17. P. 137.
14. Войцеховский А. В., Лиленко Ю. В. Эффективное время жизни носителей заряда в полупроводниковых кристаллах $Hg_{1-x}CdxTe$ // Изв. вузов. Физика. 1981. Деп. в ВИНТИ, № 5200-81.
15. Андреев В. А. Рекомбинация неэквилибрированных носителей заряда на контактах в фоторезисторах $Cd_xHg_{1-x}Te$ // Опт. журн. 1996. № 11. С. 20.
16. Kinch M. A., Borrello S. R., Simmons A. 0.1 eV HgCdTe photoconductive detector performance // Infrared Phys. 1977. 17, N 2. P. 127.
17. Любченко А. В., Сальков Е. А., Сигов Ф. Ф. Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотозлектроники. Киев: Наукова думка, 1984.
18. Овсяк В. Н., Васильев В. В., Захарьяш Т. И. и др. Планарные фотодиоды на основе эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии // ФТП. 1996. № 4. С. 384.

Поступила в редакцию 1 июня 1998 г.