

Курмашев Ш. Д.¹, Шевчук О. Б.¹, Викулин И. М.², Градобоев А. А.²

¹ Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова

² Украинская государственная академия связи им. А. С. Попова

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИК-ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИНЖЕКЦИОННЫХ InSb-ФОТОДИОДОВ

Исследованы характеристики инфракрасной фоточувствительности инжекционных фотодиодов на основе p-InSb. Обсуждаются особенности технологии изготовления структур. Показано, что чувствительность приемников определяется уровнем модуляции проводимости базы инжекционным током. На основе p-InSb могут быть созданы высокочувствительные фотоприемники для области спектра $\lambda = 8\text{--}12 \mu\text{м}$.

Инжекционные фотодиоды (ИФД) представляют собой p-i-n-структуру, базовая область которой выполнена из высокобонного компенсированного полупроводника, причем длина базы d превышает диффузионную длину носителей заряда. ИФД включаются в прямом направлении и работают в режиме двойной инжеции при таких токах через структуру, когда проводимость толщи полупроводника определяется инжектированными носителями заряда. Интегральная фоточувствительность фотоприемников этого типа намного выше, чем у безынжекционных приборов (фоторезисторы, р-п-фотодиоды) [1]. В настоящей работе изучались характеристики ИФД на основе p-InSb при действии света из области примесного поглощения. Рассмотрена возможность управления характеристиками фоточувствительности с помощью магнитного поля. Проявление примесной фоточувствительности p-InSb в области длин волн $\lambda = 8\text{--}12 \mu\text{м}$ и малое время жизни носителей заряда ($10^{-8}\text{--}10^{-10} \text{ с}$) указывают на преспективность использования этого материала в системах сверхдальней оптической связи, в приборах ИК-обнаружения, в тепловидении [2].

Фотоэлектрические свойства InSb-диодов при двойной инжеции исследовались нами на структурах с длиной базы $d > 1.5 \text{ мм}$, т. е. диффузия носителей заряда в большей части базы пренебрежимо мала по сравнению с их дрейфом в электрическом поле. Исходным материалом служил InSb со следующими параметрами при $T = 77 \text{ К}$: удельное сопротивление $\rho = 250\text{--}700 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, равновесная концентрация тяжелых дырок $p_o = 10^{12}\text{--}10^{13} \text{ см}^{-3}$, подвижность дырок $\mu = (3\text{--}6)10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Обработка пластин перед скрайбированием и вплавлением контактов проводилась по стандартной технологии. Вплавление выпрямляющего (сплав Sn-1% Zn) и омического (In) контактов в вакууме $10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$ осуществляли при $T = 400 \text{ }^\circ\text{C}$.

Исследования показали, что свойства выпрямляющих контактов в значительной степени определяются состоянием поверхности кристаллов InSb. После удаления механически нарушенного слоя на поверхности InSb (травитель СП-4А) уменьшаются прямой и обратный токи, изменяются вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов с участком отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС). Напряжение срыва V_{cr} увеличивается. Качество инжектирующих контактов для InSb зависит от того, плоскость A (In) или B (Sb) выходит на поверхность. Обратные токи значительно меньше, если р-п-переход создавался на плоскости B. Это связано с тем, что в данном случае металлографическая граница р-п-перехода более плоская и ближе к идеальной.

С целью пассивации поверхности диодных структур проводилось электролитическое анодное окисление их в 0.1N водном растворе KOH. Толщина слоев контролировалась оптическим интерферометрическим методом и составляла 0.05–0.15 $\mu\text{м}$. Сопротивление анодной окисной пленки определялось по изучению токов зарядки и разрядки Ni-АОП-InSb-In МДП-структур. При анализе результатов по формированию АОП на поверхности InSb, как типичном представителе полупроводников группы A³-B⁵, необходимо исходить из общих физико-химических свойств материалов этой группы. Двухкомпонентный состав полупроводниковой матрицы обуславливает смешанный характер формирующегося на ее поверхности анодного окисла. Он включает в себя окисные и, возможно, гидроокисные соединения обоих компонент матрицы. Другой важной особенностью формируемого смешанного окисла является различная по величине растворимость окисных компонент в водных и неводных растворах. Растворимость окисных фаз сурьмы выше, чем для индия.

После анодного окисления p-InSb происходит обеднение поверхности основными носителями заряда. Это означает, что на границе АОИ-InSb локализуется положительный заряд. Поток носителей оттесняется в объем полупроводника, шунтирование тока по поверхности снимается. Подобранный нами режим анодирования позволил повысить напряжение срыва диодов $V_{\text{ср}}$ до 40—50 В (заметим, что типичные значения $V_{\text{ср}}$ по литературным данным составляют 5—15 В). Это обеспечивает высокую чувствительность диодов к действию внешних возбуждающих факторов, а также усиливает помехозащищенность схем.

Вольт-амперные характеристики диодов имеют несколько типичных участков. Омический участок в области малых токов описывается известным выражением

$$I = q(\mu_n n_o + \mu_p p_o) S V / d, \quad (1)$$

где μ_n , μ_p и n_o , p_o — подвижности и равновесные концентрации электронов и дырок соответственно; S — площадь поперечного сечения базы. Омический участок возникает при низком уровне инжеекции, когда концентрация неравновесных носителей заряда меньше концентрации равновесных. Такая линейная зависимость I от V практически совпадает с ВАХ эквивалентных фоторезисторов.

При модуляции проводимости базы инжекций из контактов

$$I = 9/8 q |n_o - \gamma p| \mu_n \mu_p S V^2 / d^3, \quad (2)$$

где $\gamma = \tau_n / \tau_p$. Такая квадратичная зависимость тока от напряжения обусловлена модуляцией проводимости полупроводника инжектированными носителями заряда во время их биполярного дрейфа в электрическом поле. Напряжение перехода с омического участка на квадратичный

$$V_{12} = d^2 / \mu_n \tau_n. \quad (3)$$

Далее следует участок сильного роста тока перед срывом, что объясняется небольшим увеличением времени жизни носителей и ростом биполярной дрейфовой подвижности. Участок ОДС связан с перезарядкой рекомбинационных центров. На рис. 1 показана прямая ветвь ВАХ одного из диодов при $V < V_{\text{ср}}$.

Учитывая, что напряжение перехода с омического участка на сверхлинейный соответствует ситуации, когда время пролета электронов через базу t_n равно их времени жизни, можно по (3) определить это время. При $V_{12} = 20$ В, $\mu = 3 \cdot 10^5$ см²/В·с, $d = 2.5$ мм время $\tau_n = 10^{-8}$ с. Поскольку $d/L = (V_{12}q/kT)^{1/2}$ длина диффузии $L_n = 120$ мкм, что достаточно хорошо соответствует литературным данным.

Зависимость фототока диода от напряжения представлена на рис. 1 (гр. 2). Здесь же показана фоточувствительность эквивалентного фоторезистора (гр. 3). Видно, что при $V > V_{12}$ чувствитель-

I , мкА; I_ϕ , о. е.

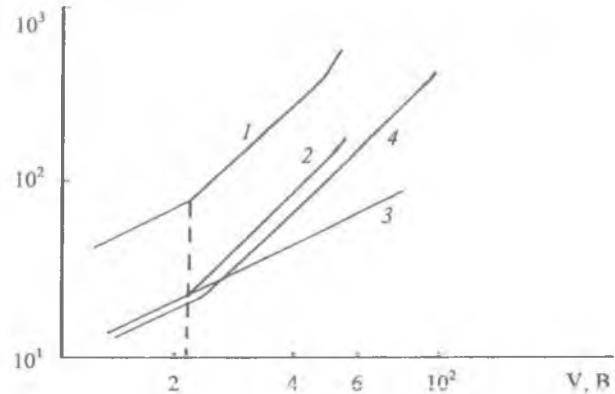


Рис. 1. ВАХ диода (1), зависимость фототока диода (2) и фоторезистора (3) от напряжения, зависимость $I_\phi(V)$ при $B = 0.05$ Т (4). $T = 77$ К, $\lambda = 10.6$ мкм

ность ИФД выше, чем у фоторезистора, т. е. имеет место усиление фототока.

Фотоэлектрическое инжекционное усиление определяется модуляцией биполярной дрейфовой подвижности засветкой. В числителе выражения

$$\mu = \mu_n \mu_p (n - pdn/dp) / (n\mu_n + p\mu_p) \quad (4)$$

стоит величина, зависящая от разности концентраций носителей заряда. Примесное освещение, при котором генерируются носители одного знака, изменяет эту разность, модулируя тем самым величину μ , что, в свою очередь, сильно влияет на концентрацию носителей заряда, инжектированных из контактов. При собственной засветке изменение μ невелико и заметное инжекционное усиление в p-i-p-диодах должно наблюдаться лишь на участке ОДС, где “включается” положительная обратная связь по току. Учет этого обстоятельства позволяет объяснить вид спектральных характеристик ИФД (см. ниже).

Коэффициент усиления приемника излучения можно определить как отношение фототока (выходной ток фотоприемника), выраженного в электронах в секунду, к числу поглощенных за это время фотонов (считается, что каждый поглощенный фотон вызывает генерацию неравновесных носителей заряда). Как известно, при воздействии “собственного” света коэффициент усиления фоторезистора

$$G_{\phi_p} = \tau_n / t_n + \tau_p / t_p \quad (5)$$

Здесь $t_{n,p} = d^2 / \mu_{n,p} V$ время пролета электронов и дырок через базу диода. При “примесном” освещении в (5) остается только одно слагаемое. Коэффициент фотоэлектрического инжекционного усиления ИФД с ВАХ, соответствующей (2), при примесном освещении равен [1]

$$G = 9/8 \tau_p / t_p \tau_n / t_n. \quad (6)$$

Таким образом, G превышает усиление примесно-

го фотодиода на коэффициент усиления генерационного тока неосновных носителей заряда. Отношение $A = \tau_n / I_n$ для ИФД на основе р-полупроводника (р-InSb в нашем случае) и является собственно коэффициентом фотоэлектрического инжекционного усиления при дрейфовом механизме переноса неравновесных носителей заряда в базе диода.

Графики $I(V)$ и $I_\phi(V)$ на рис. 1 подчиняются одним и тем же закономерностям. Величина токовой чувствительности определяется уровнем модуляции проводимости базы инжекционным током и достигала 10 A/Bt при действии света с $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$ (излучение CO_2 лазера), что почти на порядок выше, чем у безинжекционного аналога.

График 4 на рис. 1 представляет фоточувствительность диода при одновременном действии света и магнитного поля. При действии магнитного поля, направленного под углом к линии тока, траектория движения инжектированных носителей заряда искривляется, что равносильно увеличению эффективной длины базы. Напряжение срыва $V_{\text{ср}}$ при этом возрастает и к диоду можно прикладывать большее напряжение. Фоточувствительность возрастает, что нами и наблюдалось.

К настоящему времени разными авторами предложено несколько моделей рекомбинаций в р-InSb, основанных на измерении времени жизни носителей заряда различными методами. Эти модели можно разбить на три группы. К первой отнесем рекомбинацию через один глубокий уровень $E = E_v + 0.1 \text{ эВ}$ с зависящим от температуры сечением захвата. Ко второй группе относится рекомбинация через двухзарядный донор. Наилучшее совпадение экспериментальных и теоретических ВАХ получено для рекомбинации через два независимых уровня [3].

С целью определения положения глубоких уровней в наших InSb образцах проведено измерение температурной зависимости постоянной Холла R_x и времени жизни τ_p по эффектам фотопроводимости и фотомагнитному. В области примесной фотопроводимости величина R_x и τ_p при $p_o > 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ от температуры не зависит. При $p_o = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ R_x и τ_p с уменьшением температуры возрастают (рис. 2).

Интервал температур 77—100 K соответствует источению примесного уровня. Из графиков $R_x T^{3/2} = f(1/T)$ определена энергия активации $E = E_v + 0.1 \text{ эВ}$, что достаточно хорошо согласуется с литературными данными. Абсолютное значение времени жизни дырок при $T = 77 \text{ K}$ $\tau_p = 10^{-5} \text{ с}$.

Измерения спектральной чувствительности проводили в интервале энергий фотонов 0.09—0.23 эВ (рис. 3). Помимо чувствительности в области собственного поглощения (на рисунке показан длинноволновый край собственной фотопроводимости — участок "а") имеет место сложный спектр фоточувствительности. Фотовозбуждение дырок в

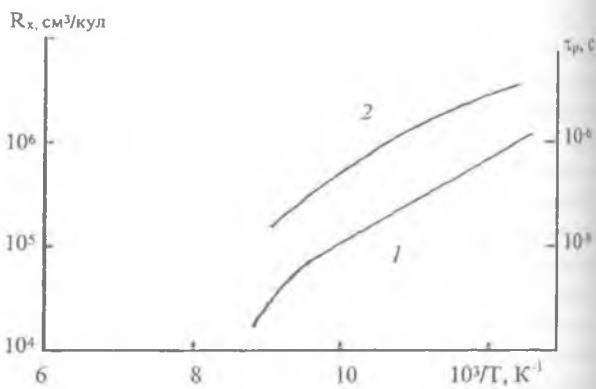


Рис. 2. Зависимость коэффициента Холла R_x и времени τ_p (2) от температуры для $p_o = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$

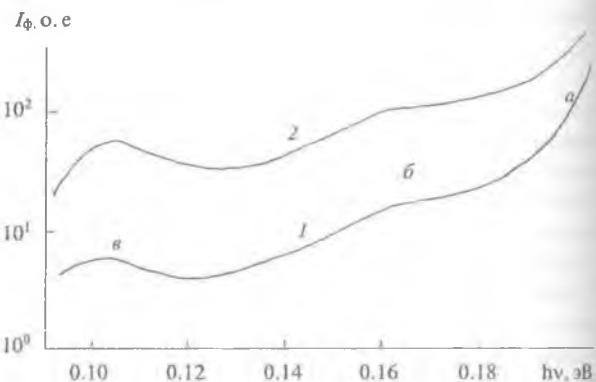


Рис. 3. Спектральная чувствительность р-InSb-диода. Напряжение смещения V , В: 1 — 20, 2 — 40

валентную зону с известного донорного уровня $E_1 = E_v + (0.15 - 0.17) \text{ эВ}$ дает основной вклад в примесную фотопроводимость в области "б". Фоточувствительность в этой области обусловлена структурными дефектами и симметрия уровня соответствует зоне тяжелых дырок Γ_8 (h -состояния, состоящие из волновых функций тяжелых дырок).

Помимо уровня E_1 на спектральной кривой фоточувствительности можно выделить и вклад уровня $E_2 = E_v + 0.11 \text{ эВ}$ (участок "в"). Как известно из литературы, его форма не соответствует спектру фотоионизации h -центра и отличается от спектра нейтрального l-с-центра (состояния, образованные из волновых функций зоны проводимости и зоны легких дырок). Качественно такой сильно сглаженный максимум спектральной чувствительности может наблюдаться в случае отталкивающего l-с-центра.

Зависимость $I_\phi = f(V)$ при собственной засветке близка к линейной и лишь в предсрывной области наблюдается усиление вследствие положительной обратной связи по току. Соответственно на спектральной кривой фоточувствительности при напряжении, когда имеет место инжекционное усиление фототока, наблюдается деформация графика $I_\phi(hv)$ таким образом, что более сильно растет чувствительность в примесной области спектра.

Так, на рис. 3 увеличение напряжения смещения в 2 раза вызывает рост фототока в области собственного поглощения также в 2 раза, в то время как в более длинноволновой области фототок увеличивается сильнее. Таким образом, на основе p-InSb могут быть созданы высокочувствительные фотоприемники для области спектра $\lambda = 8-12$ мкм.

Литература

1. Kurmashev Sh., Stafeev V., Vikulin I. // Proceedings of SPIE. — 1998. — Vol. 3182. — P. 59—68.
2. Kurmashev Sh., Gradoboev A. // Abstr. 2nd Workshop Sensors Springtime in Odessa. — 1999. — P. 41—42.
3. Бараненков А. И., Полушкин Р. И. // Радиотехн. и электрон. — 1990. — Т. 35, № 9. — С. 1795—1799.