ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ПЕРЕНОСА ТОКА В $n\text{-GaAs-p-(GaAs)}_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

С.З. Зайнабидинов¹, А.Ю. Лейдерман², А.Й. Бобоев³

¹Андижанской государственной университет, 170100 Андижан, Узбекистан
prof_sirojiddin@mail.ru

²Физико-технический институт АН РУз, 100084 Ташкент, Узбекистан

³Институт ядерной физики АН РУз, 100214 Улугбек, Ташкент, Узбекистан
aboboevscp@gmail.com
(Получена 30.08.2018)

$n\text{-GaAs-p-(GaAs)}_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ гетеротузилмаси вольт-ампер тавсифининг тўғри йўналишида ток билан кучланиш боғланиши $V = V_0 \exp(Jad)$ кўринишидаги субчиқли соҳага эга эканлиги аниқланди. Вольт-ампер тавсифининг субчиқли соҳаси пайдо бўлишига сабабчи бўлган чуқур сатҳли киришмаларнинг концентрацияси аниқланди. Амалий натижалар инжексиявий камбағалланиш эффекти назарияси асосида тушинтирилди. Ҳарорат ортиши билан асосий заряд ташувчилар ҳаракатчанлигини камайиши, неососий заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги эса ортиши кузатилди.

Обнаружено, что прямая ветвь вольтамперной характеристики (ВАХ) гетероструктур $n\text{-GaAs-p-(GaAs)}_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ имеет участок сублинейного роста тока с напряжением типа $V = V_0 \exp(Jad)$. Оценены концентрации глубоких примесей, ответственных за появление сублинейного участка вольтамперной характеристики. Экспериментальные результаты объясняются на основе теории эффекта инжекционного обеднения. Показано, что подвижность основных носителей уменьшается, а неосновных носителей увеличивается с ростом температуры.

It is found that the direct branch of I - V characteristic of the $n\text{-GaAs-p-(GaAs)}_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ heterostructures has the site of sublinear current growth with the voltage of the type $V = V_0 \exp(Jad)$. The concentrations of deep impurities responsible for the appearance of the sublinear site of I - V characteristic are evaluated. The experimental results are explained on the basis of the effect of injection depletion theory. It is shown that the mobility of the main carriers decreases and that the mobility of the non-main carriers increases with increasing temperature.

I. ВВЕДЕНИЕ

Широкозонные полупроводниковые соединения A^3B^5 являются перспективными материалами для создания на их основе оптоэлектронных приборов, работающих в средней и дальней инфракрасной (ИК) области спектра излучения. Проводятся интенсивные поисковые работы по созданию и исследованию различных приборных структур на основе InSb, InAs, GaSb, GaAs и их твердых растворов [1-2]. Среди этих материалов соединения GaAs и их сложные по составу твердые растворы, в частности, $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$, представляют особый интерес, поскольку значения подвижностей электронов и дырок в них высокие [3-4]. Поэтому на их основе могут быть разработаны быстродействующие оптоэлектронные приборы. Кроме того, твердые растворы замещения типа $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$, благодаря широкой вариации значений x и y , дают возможность расширить спектральный диапазон действия структур на их основе от

1.1 эВ до 2.65 эВ [5]. Однако широкое использование приборных структур, изготовленных на основе соединений GaAs и их твердых растворов, ограничивается недостаточной изученностью особенностей электрофизических свойств таких материалов и структур на их основе.

Целью данной работы является исследование электрофизических свойств гетероструктур $n\text{-GaAs-}p\text{-(GaAs)}_{1-x-y}\text{(Ge}_2\text{)}_x\text{(ZnSe)}_y$, в которых наблюдается эффект инжекционного обеднения. Это явление имеет место в $p\text{-}i\text{-}n$ - или $p\text{-}n\text{-}n^+$ -структурах (или в других структурах, аналогичных $p\text{-}i\text{-}n$ -структурам по зонной диаграмме, в частности, в структурах типа металл-полупроводник-металл с соответствующими металлическими контактами) при прямом направлении тока, когда происходит инжекция из $p\text{-}n$ -перехода и аккумуляция вблизи $n\text{-}n^+$ -перехода, т.е. в случае так называемой двойной инжекции.

II. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для наших исследований твердые растворы $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ выращивали на технологической установке с вертикально расположенным кварцевым реактором. В графитовой кассете реактора укрепляли горизонтально расположенные подложки, разделенные графитовыми подпорками. В пространство между двумя верхними и нижними подложками заливали жидкий оловянный раствор-расплав через боковые прорезы кассеты. Расстояние между верхним и нижним подложками варьировали в пределах 0.25–2.5 мм подбором подпорок разной толщины. Тем самым мы могли регулировать объем жидкого раствора-расплава. В качестве подложек использовали монокристаллические пластинки GaAs n -типа диаметром 20 мм марки АГЧ с концентрацией носителей заряда $\sim(3\text{--}5)\times 10^{17}\text{ см}^{-3}$, с ориентацией (100). Состав раствора-расплава, состоящего из компонентов Sn, GaAs, Ge и ZnSe, определяли на основе результатов экспериментальных исследований жидкофазной системы Sn-GaAs-Ge-ZnSe и литературных данных [6]. Рост слоев осуществляли из оловянного раствора-расплава принудительным охлаждением в атмосфере очищенного палладием водорода. Скорость принудительного охлаждения в оптимальном режиме составляла 1–1.5 град/мин. Кристаллизацию слоев твердых растворов $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ осуществляли в интервале температур 730–590°C со скоростью роста $\dot{g}=0.15\text{ мкм/мин}$. Выращенные эпитаксиальные пленки имели толщины 20 мкм и p -тип проводимости с удельными сопротивлением 0.3 Ом·см и концентрацией носителей $5.8\times 10^{17}\text{ см}^{-3}$.

Токосъемные контакты изготавливали напылением в вакууме ($\sim 10^{-5}$ Торр) серебра, сплошные с тыльной стороны, четырехугольные площадью 9 мм² со стороны эпитаксиального слоя. Базовым материалом для гетероструктур служили эпитаксиальные пленки $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$. Следует отметить, что в процессе выращивания эпитаксиальных слоев твердого раствора $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ на арсенид галлиевой подложке p -типа проводимости у нас формируется диодная структура типа $R_{\text{ОМ}}\text{-}n\text{-}p\text{-}R_{\text{ОМ}}$ с базой p -типа, где $R_{\text{ОМ}}$ – металлический контакт.

III. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ЭФФЕКТА ИНЖЕКЦИОННОГО ОБЕДНЕНИЯ

Как известно, в биполярных полупроводниках обычно не рассматриваются отдельные уравнения для переноса электронов и дырок, а путем математических

преобразований получают уравнение, описывающее так называемый амбиполярный перенос свободных носителей в базе p - n - n^+ -структуры [7, 8]:

$$D_a \frac{d^2 p}{dx^2} - v_a \frac{dp}{dx} - U = 0 \quad (1)$$

Здесь D_a – амбиполярный коэффициент диффузии, который равен

$$D_a = D_p \frac{2b(\gamma + 1)}{b(\gamma + b + 1)}, \quad (2)$$

$\gamma = N_t / p_{lt}$ – фактор прилипания, $b = \mu_n / \mu_p$ – отношение подвижностей электронов и дырок соответственно, v_a – это амбиполярная скорость дрейфа, которая в общем случае определяется выражением:

$$v_a = \frac{\mu_a}{(b\gamma + b + 1)p} \left\{ N_t - \left[\frac{dE}{dx} - p \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right) \right] + N_t^+ \left(1 - p \frac{\partial}{\partial p} \right) \right\} E_J, \quad (3)$$

где $\mu_a = \frac{\mu_n \mu_p (n - p)}{\mu_n n - \mu_p p}$ – амбиполярная подвижность, $E_J = \frac{J}{q \mu_p (b\gamma + b + 1)p}$ – электрическое поле в базе, N_t – концентрация центров прилипания, N_t^+ – количество центров прилипания, захвативших дырку, $U = p / \tau$ – скорость рекомбинации неравновесных носителей, если она подчиняется статистике Шокли-Рида, τ – время жизни неосновных носителей (в нашем случае, дырок).

Отметим, что первое слагаемое в (3), пропорциональное N_t , описывает омическую релаксацию остаточного объемного заряда, второе слагаемое (пропорциональное dE/dx) – диэлектрическую релаксацию объемного заряда и, наконец, третье слагаемое связано с токовой модуляцией заряда глубоких центров прилипания (в данном конкретном случае центров прилипания для дырок). Если мы ограничимся случаем, когда этот член является определяющим, и в качестве такой примеси выступают центры прилипания для дырок, то выражение для амбиполярной скорости дрейфа примет вид:

$$v_a = \frac{I}{q} \frac{\mu_n \mu_p N_t}{(\mu_n + \mu_p)^2 (p_{lt}^*)^2}. \quad (4)$$

Здесь $p_{lt}^* = p_{lt} + \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} N_t$, где $p_{lt} = N_v \exp(-\Delta E_t / kT)$ – статистический фактор

Шокли-Рида для уровней центров прилипания, $\Delta E_t = E_v - E_t$ – энергия активации уровней центров прилипания E_t . В условиях превалирующего влияния модуляции глубоких центров прилипания, фактор прилипания которых $\gamma = N_t / p_{lt} \gg 1$, и при $p < p_{lt}^*$ выражения для амбиполярной скорости дрейфа и амбиполярного коэффициента диффузии упрощаются: $v_a \approx aJD_a$ и $D_a \approx D_p$. В этом случае уравнение (1) принимает достаточно простой вид:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - aJ \frac{dp}{dx} - \frac{p}{L_p^2} = 0, \quad (5)$$

где $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ – диффузионная длина неосновных носителей (дырок), J – плотность тока,

$$a = \frac{1}{2qkT\mu_n N_i} \quad (6)$$

есть параметр, зависящий только от подвижности основных носителей (электронов) μ_n и концентрации глубоких примесей N_i . При этом следует иметь в виду, что обычно в p - n - n^+ -структуре концентрация свободных носителей вблизи p - n -перехода больше, чем вблизи n - n^+ -перехода, поэтому градиент концентрации $dp/dx < 0$, т.е. концентрация впрыснутых носителей убывает от p - n - к n - n^+ -переходу, и амбиполярные диффузия и дрейф направлены в одну сторону.

Однако можно себе представить, что в силу тех или иных причин концентрация свободных носителей у n - n^+ -перехода будет больше, чем у p - n -перехода. Тогда $dp/dx > 0$, т.е. градиент концентрации свободных носителей будет расти от p - n к n - n^+ -переходу, и амбиполярные диффузия и дрейф будут направлены навстречу друг другу. В этом случае при приложении к структуре напряжения, создающего инжекционный ток, концентрации носителей на границах базы будут расти с ростом тока, в то время как в средней части концентрация будет убывать (рис. 1). При достаточно больших токах, когда $Jad > 2$, приближенное решение уравнения (5) имеет вид [6]

$$p \sim \exp(-aJd), \quad (7)$$

т.е. с ростом тока концентрация убывает. Соответствующие ВАХ диодных структур будут иметь вид:

$$V \approx V_0 \exp(aJd), \quad (8)$$

$$V_0 = \frac{kT}{q} 2b \left[\frac{qV_p^* (1 + \gamma) N_i^2}{(b\gamma + b + 1) n_n J} \right]^{1/2},$$

V_p^* – эффективная скорость утечки дырок через i - n -переход. Этот результат, полученный впервые приближенно аналитически в [9], затем был подтвержден численными расчетами [10]. Вслед за первой теоретической работой последовал целый ряд экспериментальных работ, подтвердивших теоретические прогнозы. Кроме того, как видно из (8), можно было ожидать, что структуры с эффектом инжекционного обеднения будут сильно чувствительны к внешним воздействиям – температуре, фотовозбуждению (собственному и примесному), магнитному полю и давлению [11, 12]. Детальное исследование позволило найти зависимость протяженности субли-

Рис. 1. Распределение концентрации неравновесных носителей заряда вдоль базовой i -области p - i - n -структуры при различных значениях плотности тока: $J_1 < J_2 < J_3$. Диффузия и дрейф носителей направлены навстречу друг другу.

нейного участка ВАХ от интенсивности процессов инжекции и аккумуляции в p - n - n^+ -структурах [12]. В условиях, когда аккумуляция в p - n - n^+ -структурах, определяющая $p(d)$, интенсивнее инжекции, определяющей $p(0)$, и при выполнении соотношения $p(d) > p(0)\exp(2d/L)$, протяжённость градиента по плотности тока ΔJ сублинейного участка ВАХ определяется следующим соотношением:

$$\Delta J = \frac{1}{ad} \ln \left(\frac{p(d)}{p(0)} \right) \left\{ 2 \sqrt{1 - \frac{4d^2}{L^2 \ln^2(p(d)/p(0))}} \right\}, \quad (9)$$

а логарифм протяжённости градиента напряжения ΔV сублинейного участка ВАХ

$$\ln(\Delta V) = \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4d^2}{L^2 \ln^2(p(d)/p(0))}} \right\} \ln \left(\frac{p(d)}{p(0)} \right). \quad (10)$$

В случае, если выполняется условие $p(d) < p(0)\exp(2d/L)$, то получаются другие виды ВАХ, в частности, могут наблюдаться зависимости типа $J \sim V^h$ с $0 < h \leq 1$ и даже экспоненциальная зависимость.

Остановимся подробнее на возможности создания условий для реализации эффекта инжекционного обеднения. Главное из этих условий – изменение знака градиента концентрации свободных носителей. Для этого нужно, чтобы i - n -контакт был "идеальным", т.е. поставлял много электронов, а p - i -переход "неидеальным", т.е. впрыскивал мало дырок. Эта ситуация может реализоваться изначально технологически, но может сложиться и в процессе эксплуатации прибора. Как известно, при идеальных контактах $p(0) \sim J$ и $p(d) \sim J$ (см. [13]), а при неидеальных эти зависимости ослабевают: $p(0) \sim \sqrt{J}$, $p(d) \sim \sqrt{J}$. Если p - i -переход станет неидеальным ($p(0) \sim \sqrt{J}$), а i - n -переход останется идеальным ($p(d) \sim J$), то концентрация носителей у i - n -перехода может стать больше, чем у p - i -перехода; соответственно знак градиента dp/dx изменится на положительный, т.е. реализуются условия для эффекта инжекционного обеднения.

IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для определения механизма переноса тока в данных структурах были исследованы ВАХ при различных температурах (рис. 2). Как видно из рис. 2, ВАХ в прямом направлении при температурах 25–150°C состоит из двух характерных участков. На рис. 2а приведена ВАХ гетероструктуры n -GaAs- p -(GaAs) $_{1-x-y}$ (Ge $_2$) $_x$ (ZnSe) $_y$ в прямом направлении в полулогарифмическом масштабе при различных температурах 25–150°C. Первый участок ВАХ до 0.8 В хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью [12]:

$$I = I_0 \exp(qV / ckT), \quad (11)$$

где q – элементарный заряд, V – приложенное к структуре электрическое напряжение, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Для данного случая значения показателя «с» в экспоненте, вычисленные из экспоненциального участка ВАХ (11) при различных температурах, приведены в табл. 1. Как видно из табл. 1, величина «с» уменьшается с повышением температуры от 25°C до 150°C. Используя экспериментальные данные для $d = 20$ мкм, для $b = 6.2$, находим значение L_p диффузионной длины основных носителей, которое равно 4.67 мкм.

Рис. 2. Вольтамперные характеристики $n\text{-GaAs-p-(GaAs)}_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ гетероструктур в прямом направлении в полулогарифмическом масштабе при различных температурах, °C: 1 – 25, 2 – 50, 3 – 75, 4 – 100, 5 – 125, 6 – 150.

Подвижность основных носителей (дырок), определенная по методу Холла, составляет $\mu_p = 355 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, для оценки принималось значение подвижности неосновных носителей $\mu_n = b\mu_p = 2200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Таблица 1. Характеристические параметры твердого раствора $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$.

$t, ^\circ\text{C}$	25	50	75	100	125	150
I_0, A	28.7×10^{-6}	31.8×10^{-6}	36.4×10^{-6}	41.4×10^{-6}	45.8×10^{-6}	49×10^{-6}
C	16.5	15.3	14.37	13.5	12.8	11.9
B	6.2	6.8	7.4	8	8.6	9.5
$\rho, \text{Ом}\cdot\text{см}$	54.1×10^6	52.9×10^6	50.8×10^6	48.3×10^6	46.9×10^6	46.1×10^6

Произведение подвижности на время жизни основных носителей ($\mu_p\tau_p$) можно вычислить по формуле:

$$\mu_p\tau_p = \frac{qL_p^2}{kT}. \quad (12)$$

При комнатной температуре произведение $\mu_p\tau_p$ равно $\sim 8.4 \times 10^{-6} \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; это позволило определить время жизни основных носителей $\sim \tau_p = 2.37 \times 10^{-8} \text{ с}$.

Предэкспоненциальный множитель I_0 в формуле (11) имеет вид [13]:

$$I_0 = \frac{kT}{q} \frac{Sb \text{ch}(d/L_p)}{2(b+1)L_p \text{tg}(d/2L_p)}, \quad (13)$$

где ρ – удельное сопротивление переходного слоя, расположенного между подложкой GaAs и эпитаксиальным слоем твердого раствора $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ (т.е. p - n -перехода). Значение I_0 , определенное из экспериментальных точек кривых ВАХ при комнатной температуре равнялось $28.7 \times 10^{-6} \text{ А}$. С помощью уравнения (13) и данных табл. 1 было вычислено удельное сопротивление ρ переходного слоя подложки и эпитаксиальной пленки, которое составило $54.1 \times 10^6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при комнатной температуре. Из табл. 1 также видно, что

с ростом температуры удельное сопротивление слоя между подложкой и эпитаксиальной пленкой уменьшается.

За экспоненциальной зависимостью ВАХ в исследованном диапазоне температур появляется протяженный сублинейный участок, где ток слабо меняется с ростом приложенного напряжения (рис. 2b). Этот участок ВАХ может быть хорошо описан в рамках изложенной выше теории эффекта инжекционного обеднения (ур-е 8). Используя выражение (8), можно определить значение параметра « a » непосредственно из сублинейного участка ВАХ:

$$a = \frac{S \ln(V_1/V_2)}{(I_1 - I_2)d}, \quad (14)$$

где I_1, I_2 – значения тока при напряжениях V_1, V_2 в соседних точках сублинейного участка ВАХ. Поскольку коэффициент диффузии носителей заряда зависит только от температуры и подвижности основных носителей, определив параметр « a » по соотношению (6), можно найти произведение подвижности основных носителей и концентрации глубоких примесей $\mu_n N_t$.

Величина « a » позволяет из формулы (6) определить концентрацию глубоких примесей, ответственных за появление сублинейного участка (8), которая при комнатной температуре составляет $N_t = 5.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Используя данные для параметров a , b и $\mu_p N_t$, мы определили зависимости подвижности основных μ_p и неосновных μ_n носителей от температуры (табл. 2). Из табл. 2 видно, что μ_p основных носителей в твердом растворе $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ уменьшается с ростом температуры, а неосновных носителей μ_n увеличивается. Это, по-видимому, позволяет заключить, что в данном твердом растворе превалирующую роль в механизме подвижности играет рассеяние носителей на ионах глубоких примесей.

Таблица 2. Значения параметра « a » и подвижности основных μ_p и неосновных μ_n носителей в зависимости от температуры.

$t, ^\circ\text{C}$	25	50	75	100	125	150
$a, (\text{см}/\text{А})$	6.5×10^4	6.1×10^4	5.78×10^4	5.55×10^4	5.45×10^4	5.26×10^4
$\mu_p N_t, (\text{В} \cdot \text{см} \cdot \text{с})^{-1}$	1.87×10^{15}	1.84×10^{15}	1.8×10^{15}	1.75×10^{15}	1.69×10^{15}	1.62×10^{15}
$\mu_p, (\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с})$	355	347	339	330	319	305
$\mu_n, (\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с})$	2201	2360	2508	2640	2743	2897

В работе [13] нами были исследованы дифрактограммы твердого раствора $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$, выращенного из оловянного раствора-расплава, и его арсенид-галиевой подложки. Было установлено, что парные атомы Ge могут не только частично замещать молекулы GaAs, но также сегрегируют в местах между блоками из арсенид-галлиевых молекул, на межфазовых границах, а также в этих местах они самообразуются в нанокристаллы германия. Эти факты позволяют предположить, что в твердом растворе $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ примеси германия не всегда будут вести себя как нейтральный атом замещения. Возможно, находясь на межфазовых границах, они будут вести себя как обычная глубокая примесь и будут ответственны за наблюдаемую сублинейную ВАХ.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

Были определены оптимальные технологические режимы выращивания структурно совершенных эпитаксиальных слоев твердых растворов $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ на GaAs подложках (скорость охлаждения 1–1.5 град/мин, температура 730–590°C и скорость роста $\dot{\theta} = 0.15$ мкм/мин).

Вольтамперные характеристики $n\text{-GaAs-}p\text{-(GaAs)}_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ структур при малых напряжениях (до 0.8 В) описываются экспоненциальной зависимостью $I = I_0 \exp(qV/ckT)$, а при напряжениях ($V > 0.85$ В) имеется участок сублинейного роста тока с напряжением $V \approx V_0 \exp(Jad)$, который объясняется на основе теории эффекта инжекционного обеднения.

Уменьшение подвижности основных и увеличение подвижности неосновных носителей с ростом температуры позволяет заключить, что в данном твердом растворе существенную роль в механизме подвижности играет рассеяние носителей заряда не только на сложных комплексах, но и на нанообразованиях.

Авторы благодарны д.ф.-м.н. А.С. Саидову за проведение экспериментальных исследований электрофизических свойств гетероструктур.

Работа выполнена по гранту № Ф2-68 Комитета по координации и развития науки и технологии при Кабинете Министров Республики Узбекистан.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Mabbitt, A. Parker, Sens. Rev. **16**, No 3, 38 (1996).
2. A. Krier, H.H. Gao, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 3117 (1999).
3. А.Й. Бобоев, С.З. Зайнабидинов, А.С. Саидов, М.У. Каланов, В.М. Рустамова, Р.Н. Хамраева, Б.Б. Мирзаев, Узбек. физич. журн. **17**, №4, 218 (2015).
4. С.З. Зайнабидинов, А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, М.У. Каланов, А.Ю. Бобоев, Докл. АН РУз № 4, 20 (2015).
5. А.С. Саидов, С.З. Зайнабидинов, М.У. Каланов, А.Й. Бобоев, Б.Р. Кутлимуротов, Гелиотехника №3, 59 (2015).
6. В.М. Андреев, Л.М. Долгинов, Д.Н. Третьяков. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов (Москва, Сов. Радио, 1975).
7. A.Yu. Leiderman, P.M. Karageorgy-Alkalaev, Solid State Commun. **27**, 339 (1976).
8. П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман, В.С. Рубин, ДАН УзССР №11, 26 (1981).
9. М.С. Гиленко, А.Ю. Лейдерман, В.В. Морозкин, В.Д. Овсяников, ДАН УзССР №2, 23 (1982).
10. А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.Т. Холиков, ДАН РУз №5, 23 (2008).
11. Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках (Москва, Сов. Радио, 1978).
12. В.И. Стафеев, ЖТФ **28**, №9, 1631 (1958).
13. S.Z. Zainabidinov, A.S. Saidov, A.Yu. Leiderman, M.U. Kalanov, Sh.N. Usmonov, and A.Yu. Boboev, Semiconductors **50**, No.1, 59 (2016).