

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ ПЛЁНОК $A^{III}_2B^{VI}_3$ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ИНДИЯ

©2015 Е. А. Михайлюк¹, Т. В. Проколова², Н. Н. Безрядин³

¹Старооскольский технологический институт имени А. А. Угарова (филиал) Национального исследовательского технологического университета МИСиС, м-н Макаренко, 42, 309500 Старый Оскол, Белгородская обл., Россия

e-mail: gazon1978@yandex.ru

²Военный учебно-научный центр Военно-воздушных сил «Военно-воздушная академия имени профессора Н. Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина», ул. Старых Большевиков, 54 «А», 394064 Воронеж, Россия

e-mail: kop1965@mail.ru

³Воронежский государственный университет инженерных технологий

Поступила в редакцию 11.03.2015 г.

Аннотация. Приведены описания и результаты решения уравнения электронейтральности в гетероструктуре $Al/In_2Te_3/InAs$ (n -типа), с учетом данных о двух типах уровней ($E_d = 0.5$ эВ и $E_t = 0.36$ эВ) в запрещенной зоне материала слоя In_2Te_3 . При температурах образца $T \sim 250 \div 300$ К установлен факт изменения типа проводимости исследуемых гетероструктур с n -типа на p -тип.

Ключевые слова: теллурид индия, донорный уровень, подвижность электронов и дырок, дифференциальная проводимость и емкость.

ВВЕДЕНИЕ

Явления, обусловленные примесями с глубокими уровнями в полупроводниковых соединениях типа $A^{III}B^V$, исследуется много лет. Типичным представителем такого класса полупроводников является арсенид индия и представляет интерес в виду высокой подвижности электронов [1, 2, 3]. Изучение электронных процессов на его поверхности особенно важно из-за отсутствия хорошего изолирующего покрытия, обеспечивающего границу раздела с малой плотностью центров локализации зарядов (ЦЛЗ) [4]. Благоприятным фактором, учитываемым при выборе полупроводника для формирования гетероструктур на основе $InAs$

($a_0 \sim 6.06 \text{ \AA}$ [5]), является существование непрерывного ряда твердых растворов в системах $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3-InAs$ и In_2Te_3-InAs . Поэтому в качестве таких материалов в данной работе были выбраны In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ (соединения из класса $A_2^{III}B_3^{VI}$, которые кристаллизуются в решетке сфалерита с параметром $a_0 \sim 6.16 \text{ \AA}$ [5] и $\sim 6.06 \text{ \AA}$ при $x \sim 0.65$

[6] соответственно). Большая ширина запрещенной зоны, слабая зависимость величины проводимости от концентрации легирующей примеси, а так же радиационная и химическая устойчивость этих соединений делает их перспективными материалам для использования их в качестве подзатворных и полуизолирующих слоев.

По методике, представленной в работе [7], формировались гетероструктуры $In_2Te_3/InAs$ методом гетеровалентного замещения (ГВЗ) и методом напыления из независимых источников. Гетероструктуры $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ — только методом напыления из независимых источников. Толщина слоев типа $A_2^{III}B_3^{VI}$ изменялась в диапазоне от 0.1 до 1.5 мкм. В работах [8, 9] установлено, что граница раздела в гетероструктуре $In_2Te_3/InAs$, полученной методом ГВЗ, имеет существенные структурные нарушения. При получении гетероструктур $In_2Te_3/InAs$ и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) методом напыления из независимых источников граница раздела более однородная и не содержит видимых микродефектов. Известно [10], что совместное использование методов вольт-амперных характери-

стик (ВАХ) и температурных зависимостей тока позволяет получить информацию о ЦЛЗ в изучаемых гетероструктурах. В работах [11, 12] методом анализа ВАХ установлен механизм токопрохождения исследуемых гетероструктур. Доказано, что при отрицательном напряжении на алюминиевом контакте он соответствует модели тока ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ), при положительном напряжении — механизму Пула-Френкеля. В работе [13] анализ зависимостей тока в гетероструктуре $\text{In}_2\text{Te}_3/\text{InAs}$ от температуры (рис. 1), по экстраполяции зависимости ΔE от $V^{1/2}$ к $V=0$, даёт возможность оценить параметры глубоких ЦЛЗ. При положительном потенциале на Al контакте ЦЛЗ соответствует донорному центру с энергией ~ 0.5 эВ относительно дна зоны проводимости. Этот же центр определяет температурную зависимость тока в слоях полупроводников типа $\text{A}_2\text{B}_3\text{VI}$ и при отрицательном потенциале.

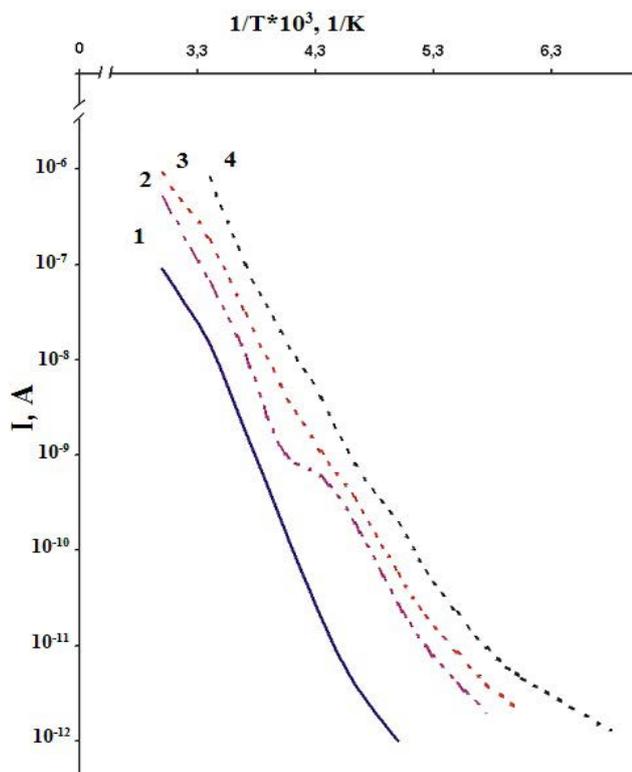


Рис. 1. Зависимость тока в гетероструктуре $\text{Al}/\text{In}_2\text{Te}_3/\text{InAs}$ от температуры при различных значениях внешнего напряжения, приложенного к Al контакту: 1—0.4 В; 2—0.2 В; 3—0.2 В; 4—1 В, [13]

В настоящей работе, с целью выбора условий использования гетероструктур типа $\text{A}_2\text{B}_3\text{VI}/\text{InAs}$ в качестве полевых с минимальным вкладом центров локализации заряда в электронные процессы, методом математического моделирования прове-

дены исследования температурных зависимостей электрофизических параметров слоев типа $\text{A}_2\text{B}_3\text{VI}$, обуславливающих условия процессов токопрохождения в гетероструктурах.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

В работах [15, 16] методом адмиттанса [17] с использованием методики построения эквивалентных схем определялись параметры ЦЛЗ в запрещенной зоне теллурида индия. Исследования проводились в интервале температур T от 70 до 400 К при постоянной величине внешнего напряжения V , значение тестового сигнала f изменялось от 20 Гц до 2 МГц. Для исследованных гетероструктур были построены соответствующие эквивалентные схемы, в которых последовательная $R_i C_i$ цепочка, моделирующая вклад обмена зарядом центра с разрешенной зоной, преобразована в параллельную цепь, состоящую из дифференциальной проводимости (G_p) и ёмкости центра (C_p). А затем измеренные значения дифференциальной проводимости (G_m) и ёмкости (C_m) были пересчитаны в нормированную проводимость гетероструктуры

$\frac{G_p}{\omega}$. В работе [15] установлено, что на зависимостях $\frac{G_p}{\omega}$ (рис. 2) имеются два максимума:

первый при частоте $f \sim 0.2$ кГц соответствует центру с энергией 0.5 эВ, второй при $f \sim 4.6$ кГц — с энергией 0.36 эВ, в отличие от одного на экспериментальных зависимостях $G_m(T)$ [16].

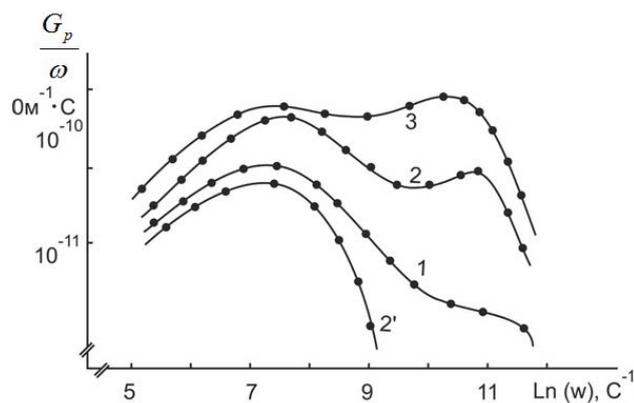


Рис. 2. Зависимости $\frac{G_p}{\omega}$, соответствующие гетеропере-

ходам In_2Te_3 , полученным методом ГВЗ (кривая 1) напылением из независимых источников (кривые 2, 2'), и $\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3$ ($x \sim 0.65$) (кривая 3) при нулевом потенциале на Al — электроде $T \sim 245$ К; кривая 2' при $T \sim 250$ К

Для оценки концентрации центров в слоях проводился анализ частотных зависимостей $\frac{G_p}{\omega}(\omega)$ ($C_i = 2 \cdot \frac{G_p}{\omega} \Big|_{\omega_{max}}$, $C_i = q \cdot S \cdot N_{ss}$ [18]) при варьировании температуры и внешнего приложенного

к структуре напряжения. Во-первых, это позволяет выделить превалирующий вклад в частотную зависимость только одного из проявляющихся центров [15], а во-вторых, оценить характер их распределения по толщине слоя пленок, в зависимости от способа их получения (табл. 1).

Таблица 1. Параметры ЦЛЗ в гетероструктурах $In_2Te_3/InAs$ и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$)

Вид центра	Энергия активации центра, эВ	Вид пленки	Метод получения	Значение концентрации центра, $см^{-3}$	Сечение захвата центров σ , $см^2$	Постоянная времени релаксации τ , с
донор	0.5	In_2Te_3	ГВЗ	$4 \cdot 10^{15}$	10^{-12}	$(3 \div 4.6) 10^{-3}$
		In_2Te_3	напыление	$6 \cdot 10^{15}$		
		$In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$	напыление			
нейтральная ловушка	0.36	In_2Te_3	ГВЗ	$8 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{-14}$	$(7.94 \div 7.96) 10^{-4}$
		In_2Te_3	напыление	$2 \cdot 10^{15} \div 6 \cdot 10^{14}$		
		$In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$	напыление	$4 \cdot 10^{15} \div 10^{15}$		

Для донорного уровня в пленках In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) среднее значение концентрации составляет $N_d \sim 4 \cdot 10^{15} см^{-3}$ в зависимости от метода их получения и не зависит от приложенного внешнего напряжения. Эти концентрации хорошо коррелируются со значениями, определенными из соотношения $N_d = \frac{2}{q\epsilon\epsilon_0} \left[\frac{1}{d \left(\frac{1}{C^2} \right) / dV} \right]$

$$N_d = \frac{2}{q\epsilon\epsilon_0} \left[\frac{1}{d \left(\frac{1}{C^2} \right) / dV} \right]$$

в работах [19, 20].

Оценка концентрации ловушечного уровня (N_t) в пленке In_2Te_3 , полученной методом ГВЗ, не зависит от приложенного внешнего напряжения, небольшая зависимость наблюдается только в напыленных пленках In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$), при этом с ростом внешнего напряжения концентрация центра уменьшается. Такая особенность в распределении концентрации ловушечного центра по толщине слоя полностью соответствует установленной ранее в работах [11, 13] при различных толщинах слоя теллурида и согласуется со значениями, рассчитанными из выражения для напряжения, соответствующего переходу ВАХ от ловушечного квадратичного закона к резкому росту

$$\text{тока } (V_{пзл} = \frac{qN_t d^2}{2\epsilon\epsilon_0} \text{ [11, 12]).}$$

Таким образом, можно сделать вывод, что особенность распределения концентрации донорного уровня N_d в пленках теллуридов, полученных различными способами, позволяет утверждать, что появление ЦЛЗ с энергией 0.5 эВ в исследуемых слоях связано не с дефектами на границах раздела, а с объемом теллурида индия. Для значения концентрации ловушечного уровня N_t , наоборот, видна зависимость от величины напряжения, и это свидетельствует о связи величины концентрации ловушечных уровней со структурными несовершенствами слоя на границах раздела. Анализ ВАХ этих гетероструктур при различных толщинах слоев теллурида $d \sim 0.6 \div 0.8$ мкм позволяет отметить следующее: минимальное значение концентрации центра с энергией ~ 0.36 эВ фиксируется именно в слоях, полученных методом ГВЗ ($\sim 10^{13} см^{-3}$), в напыленных пленках концентрация убывает по мере удаления от пограничной области (от $10^{15} см^{-3}$ до $10^{14} см^{-3}$). В связи с этим можно предположить, что такое поведение связано именно с высокой плотностью макродефектов типа границ зерен (кристаллитов) в пограничной с $InAs$ области пленки, а появление данного центра с энергией активации ~ 0.36 эВ, можно интерпретировать как дефект на границах кристаллитов.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Полученные из работ [15, 16] данные о параметрах ЦЛЗ в гетероструктуре Al/In₂Te₃/InAs (*n*-тип) (табл. 1) достаточны для решения уравнения электронейтральности в этих структурах с учётом двух типов уровней в запрещённой зоне материала слоя ($E_g=1.1$ эВ [14]). Поскольку уровень токов (рис. 1) в гетероструктуре Al/In₂Te₃/InAs (*n*-тип) мал, то можно считать, что концентрация неравновесных носителей заряда пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией равновесных носителей при данных температурах.

Уравнение электронейтральности можно записать в следующем виде:

$$n + n_t = p + p_d, \tag{1}$$

где *n* — концентрация электронов в зоне проводимости, *p* — концентрация дырок в валентной зоне, *n_t* — количество электронов, связанных с акцепторной примесью, *p_d* — число ионизированных атомов донорной примеси.

$$n_t = N_t - p_t$$

$$p_d = N_d - n_d$$

$$n + N_t - p_t = p + N_d - n_d,$$

где *N_t* — концентрация акцепторной примеси, *N_d* — концентрация донорной примеси, *p_t* — концентрация дырок на акцепторной примеси, *n_d* — концентрация электронов на уровне донорной примеси. Все энергии отсчитываются относительно дна зоны проводимости ($E_c=0$), тогда:

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) \tag{2}$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right) \tag{3}$$

$$n_d = \frac{2N_d}{\exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right) + 2} \quad p_t = \frac{2N_t}{\exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right) + 2}$$

N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости:

$$N_c \approx 2.5 \cdot 10^{19} \left(\frac{1.08 \cdot T}{300}\right)^{3/2} \text{ см}^{-3} = 2.5 \cdot 10^{25} \left(\frac{1.08 \cdot T}{300}\right)^{3/2} \text{ м}^{-3} = C_1 \cdot T^{3/2}$$

N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне:

$$N_v \approx 2.5 \cdot 10^{19} \left(\frac{0.56 \cdot T}{300}\right)^{3/2} \text{ см}^{-3} = 2.5 \cdot 10^{25} \left(\frac{0.56 \cdot T}{300}\right)^{3/2} \text{ м}^{-3} = C_2 \cdot T^{3/2}$$

$$N_c \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) - \frac{2N_t}{\exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right) + 2} + \frac{2N_d}{\exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right) + 2} = N_d - N_t + N_v \exp\left(\frac{E_g - E_F}{kT}\right)$$

В итоге получаем результирующее выражение для уравнения (1):

$$N_c \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) + \frac{N_t}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} - \frac{N_d}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E_d}{kT}\right)} = N_v \exp\left(\frac{E_g - E_F}{kT}\right) \tag{4}$$

Для проверки предположения о возможном участии в токопрохождении и процессах захвата заряда центра, отвечающего за дополнительное инжектирование электронов из слоя In₂Te₃, производится введение в уравнение электронейтральности (4) дополнительного глубокого пустого центра со значением параметров энергии $E_{dm} = 0.03$ эВ, так как в InAs теллур является донорной примесью [21]:

$$p^* = \frac{N_{dm}}{1 + 2 \cdot \exp\left(\frac{E_F - E_{dm}}{kT}\right)}$$

В связи с тем, что был установлен вклад в проводимость глубокого уровня с энергией 0.5 эВ в достаточно большом диапазоне низких температур, было сделано предположение о том, что концентрация глубокого уровня превышает концентрацию мелких уровней. Результаты последующего моделирования показывают, что введение данного уровня с концентрацией, меньшей, чем 10¹⁴, не влияют существенным образом на ход температурной зависимости уровня Ферми.

Ввиду рассмотрения математической модели в области низких и средних температур в выражении (4) можно отбросить в знаменателе единицу

[22]. Тогда с учетом дополнительного глубокого пустого центра E_{dm} , обеспечивающего появление электронов как основных носителей заряда, для уравнения электронейтральности (1) получаем результирующее выражение:

$$N_c \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) + \frac{N_t}{2 \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} - \frac{N_d}{2 \exp\left(\frac{E_F - E_d}{kT}\right)} =$$

$$= N_v \exp\left(\frac{E_g - E_F}{kT}\right) + \frac{N_{dm}}{2 \exp\left(\frac{E_F - E_{dm}}{kT}\right)} \quad (5)$$

Для решения уравнения произведем ряд замен:

$$q = \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) = e^{E_F/kT}$$

$$\exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right) = \frac{e^{E_t/kT}}{e^{E_F/kT}} \Rightarrow t_a = e^{E_t/kT}$$

$$\exp\left(\frac{E_F - E_d}{kT}\right) = \frac{e^{E_F/kT}}{e^{E_d/kT}} \Rightarrow t_d = e^{E_d/kT}$$

$$\exp\left(\frac{E_g - E_F}{kT}\right) = \frac{e^{E_g/kT}}{e^{E_F/kT}} \Rightarrow t_g = e^{E_g/kT}$$

$$t_{dm} = \frac{E_{dm}}{kT}$$

В результате произведенных математических преобразований, получаем итоговое выражение (6):

$$C_1 \cdot T^{3/2} \cdot q^2 \cdot 2t_a + N_t \cdot q^2 - N_d \cdot t_d \cdot t_a -$$

$$- C_2 \cdot T^{3/2} \cdot 2t_g \cdot t_a - N_{dm} \cdot t_{dm} \cdot t_a = 0 \quad (6)$$

$$q^2 \left[2 \cdot C_1 \cdot T^{3/2} \cdot t_a + N_t \right] = N_{dm} \cdot t_{dm} \cdot t_a +$$

$$+ t_a \cdot N_d \cdot t_d + C_2 \cdot T^{3/2} \cdot 2t_g \cdot t_a \quad (7)$$

Решая квадратичное уравнение (7) относительно q , можно установить зависимость уровня Ферми от температуры. Блок схема алгоритма изучаемой модели токопрохождения пленок теллурида индия представлен на рис. 3.

Код программы расчета всех искомым величин написан на языке программирования C++, проектирование пользовательского интерфейса производится с использованием библиотеки Qt 5, визуализация данных в программе осуществляется через графическую библиотеку QWT 6.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В программном комплексе имеется возможность оперативно варьировать данные о параметрах ЦЛЗ, поэтому с учетом результатов представленных в табл. 1 был произведен выбор значений концентрации ловушечной (N_t) и донорной примеси (N_d). Полученные значения используются для построения зависимости энергии уровня Ферми от температуры образца (рис. 4) в исследованном интервале T от 700 до 400 К с использованием выражения (7).

В работе [19] доказано, что пик дифференциальной проводимости гетероструктуры возникает при пересечении уровнем Ферми энергетического уровня центра в процессе изменения температуры образца. Поэтому считается, что лучшее согласование результатов моделирования с полученными из анализа температурных зависимостей дифференциальной проводимости и емкости для гетероструктур Al/In₂Te₃/InAs (n -тип) [16] достигнуто при значениях: $N_d = 4 \cdot 10^{15} \div 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{13} \div 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Из рис. 4 видно, что только кривые 1 и 4 при соответствующих значениях концентрации ловушечной и донорной примеси отражают вклад в проводимость того или другого центра. Температуры, соответствующие такому положению уровня Ферми, составляют $T \sim 277$ К для кривой 1, при отклике уровня с энергией 0.5 эВ и $T \sim 296$ К кривая 4, для уровня с энергией 0.36 эВ. Расчет с изменением концентрации демонстрирует отсутствие аналогичного вклада в проводимость ловушечного или донорного центров в исследуемом диапазоне температур на рис. 4 кривая 3.

Увеличение концентрации ловушечной примеси (N_t) до значения $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ с ростом температуры приводит к изменению поведения кривой $E_F(T)$ и резкой смене типа проводимости с электронного на дырочный (рис. 4, кривые 3, 4). Результат моделирования свидетельствует о включении в процесс токопрохождения ловушечного центра с энергией 0.36 эВ. Видимо кроме процессов генерации ионизированных доноров за счет термического выброса электронов с донорного уровня в зону проводимости и их рекомбинации вследствие захвата электронов из валентной зоны, в какой-то момент становится возможен и процесс захвата электрона из валентной зоны на акцепторную ловушку.

Для объяснения причин такого поведения кривых $E_F(T)$ строилась зависимость концентрации электронов (n) и дырок (p) от температуры образца с использованием выражений (2, 3) (рис. 5).

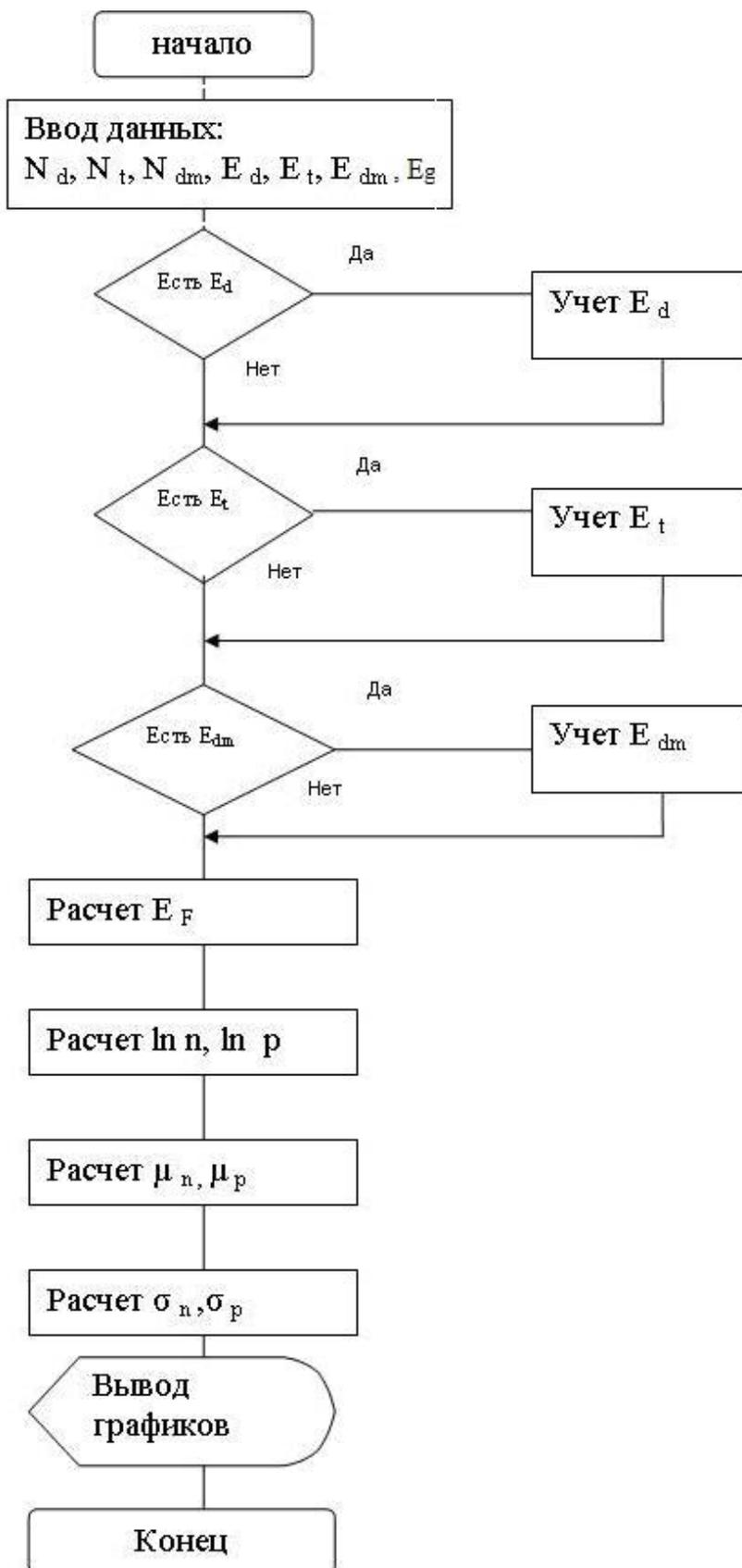


Рис. 3. Блок-схема алгоритма решения уравнения электронейтральности

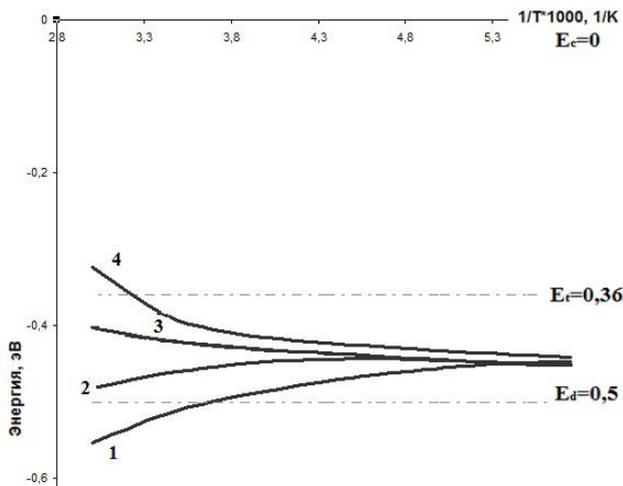


Рис. 4. Зависимость энергии уровня Ферми от температуры образца: (1 — $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 2 — $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 3 — $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 4 — $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

На зависимостях концентрации от температуры видно, что вблизи интервала температур $T \sim 250 \text{ К} \div 300 \text{ К}$, на рис. 5 он отмечен пунктиром, происходит плавное изменение наклона кривых 2, 2' и 3, 3', в отличие от кривых 1, 1', что обусловлено проявлением центра с энергией 0.36 эВ. В работе [13] отмечалась особенность температурной зависимости тока $I(T)$ в гетероструктуре $\text{Al}/\text{In}_2\text{Te}_3/\text{InAs}$ (n -типа), именно в интервале температур, соответствующих переходу к собственной проводимости наблюдался участок с пониженным наклоном. Оценка величины этого наклона приводила к значениям энергии активации $\sim 0.3 \div 0.35 \text{ эВ}$, и поэтому делалось предположение об участии дополнительного центра в токопрохождении, подчиняющегося ТОПЗ с захватом на ловушки. Теперь этот факт свидетельствует в пользу поведения кривых 2, 2' и 3, 3' на рис. 5 участка с измененным наклоном, следующего по температуре за областью, отвечающей активации носителей с глубокого донорного уровня. Значит можно сделать вывод, что действительно, в таких структурах в токопрохождении участвуют ловушки, и особенно интересным становится процесс их заполнения в результате нагрева образца. То есть при более низких температурах $T < 250 \text{ К}$ электропроводность обусловлена электронами и контролируется уровнями в верхней половине запрещенной зоны материала. При последующем нагреве образца в момент $T \sim 250 \text{ К} \div 300 \text{ К}$ проис-

ходит изменение типа носителей, обеспечивающих преобладающий вклад в процесс токопереноса. Тогда особенность температурной зависимости тока $I(T)$ (рис. 1) гетероструктуры $\text{Al}/\text{In}_2\text{Te}_3/\text{InAs}$ (n -типа) действительно может быть обусловлена не истощением на глубоком центре с энергией $\sim 0.5 \text{ эВ}$ в In_2Te_3 , а изменением степени заполнения в процессе нагрева образца глубоких уровней с энергиями $\sim 0.36 \text{ эВ}$ и $\sim 0.03 \text{ эВ}$.

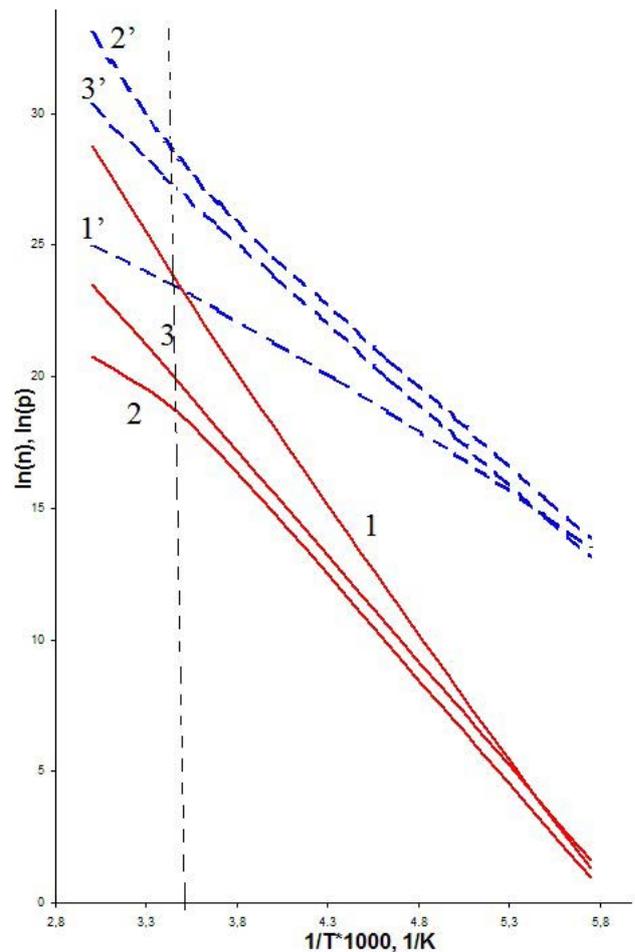


Рис. 5. Температурная зависимость концентрации электронов (1'—3') и дырок в слоях In_2Te_3 (1—3): (1—1': $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 2—2': $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 3—3': $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

Для гетероструктур $\text{Al}/\text{In}_2\text{Te}_3/\text{InAs}$ (n -тип) проведен расчет величины подвижности электронов и дырок в исследуемом диапазоне температур. Так как на поверхности подложки формировались достаточно толстые слои высокоомного In_2Te_3 ($d \sim 500 \text{ нм}$, $R_{\text{In}_2\text{Te}_3} \sim 10^7 \div 10^{11} \text{ Ом}$), то можно считать, что основное падение напряжения в гетеро-

структурах Al/In₂Te₃/InAs (*n*-тип) происходит именно в материале плёнки. Поэтому для плотности тока, протекающего через любую гетероструктуру можно записать выражение:

$$j = q \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \cdot E$$

где *j* — плотность тока, протекающего через плёнку In₂Te₃, *n* и *p* — концентрации электронов и дырок, μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок в теллуриде индия. Достаточно высокий уровень легирования, используемого в экспериментах арсенида индия ($n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$), и малая ширина запрещенной зоны ($\sim 0.36 \text{ эВ}$ [5]) позволяет рассматривать гетероструктуру Al/In₂Te₃/InAs (*n*-тип) как структуру металл–полупроводник–металл. Электрическое поле в такой структуре можно считать однородным, поэтому для любых *I(T)* (рис. 1) можно составить систему уравнений:

$$\begin{aligned} I_1 &= q \cdot (n_1 \cdot \mu_n + p_1 \cdot \mu_p) \cdot \frac{V_1 \cdot S}{d} \\ I_2 &= q \cdot (n_2 \cdot \mu_n + p_2 \cdot \mu_p) \cdot \frac{V_2 \cdot S}{d} \end{aligned} \quad (8)$$

где *I*₁ и *I*₂ — токи через гетероструктуру при напряжениях на Al контакте *V*₁ и *V*₂ соответственно, *S* ~ 0.3 мм² — площадь алюминиевого контакта, *d* — толщина плёнки теллурида индия, *n*₁, *p*₁ и *n*₂, *p*₂ — концентрации электронов и дырок при напряжениях *V*₁ и *V*₂ соответственно.

Решение для любых двух кривых *I(T)* (рис. 1), системы уравнений (8) совместно с выражениями (2, 3) позволяет вычислить значения подвижности электронов и дырок, представленных на рис. 6.

Известно, что в реальных полупроводниках строгая периодичность поля решетки нарушена в результате наличия в ней разных дефектов. В силу этого механизм рассеяния носит сложный характер. Анализ зависимости представленной на рис. 6 показывает, что во всей области температур подвижность дырок в теллуриде индия выше подвижности электронов, что совпадает с данными, представленными в работе [23]. Другой особенностью этих зависимостей является отсутствие на них участков, отвечающих за рассеяние на ионизированных примесях, так как при уменьшении температуры подвижность носителей заряда тоже должна уменьшаться. Тогда можно утверждать, что основной вклад в рассеяние носителей заряда в плёнках теллуридов индия вносят дефекты кристаллической решётки In₂Te₃, а так же фоновые колебания [24].

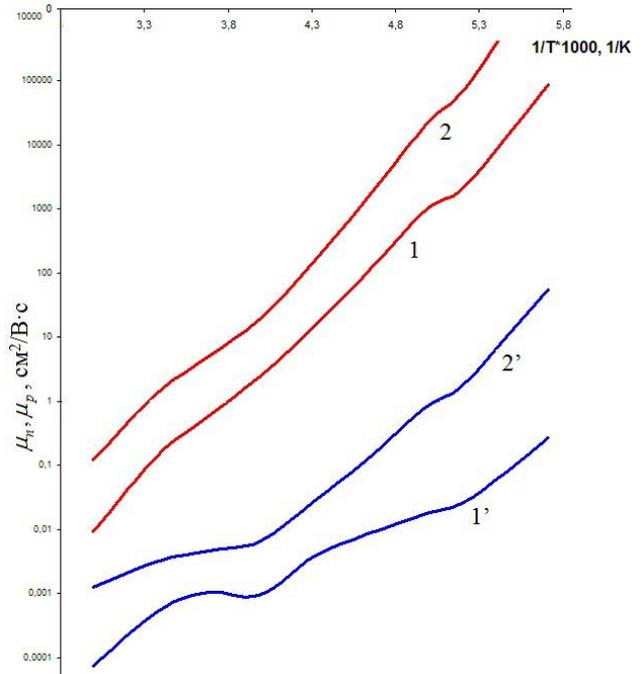


Рис. 6. Температурная зависимость подвижности электронов (1', 2') и дырок (1, 2) в слоях In₂Te₃ (1—1': $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 2—2': $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, анализ результатов моделирования процессов токопрохождения в слоях типа A₂^{III}B₃^{VI} гетероструктур на основе арсенида индия показал:

- примеси, находящиеся в стехиометрических вакансиях кристаллической структуры плёнки In₂Te₃, являются нейтральными;
- наличие в запрещённой зоне теллурида индия центров локализации заряда с энергией 0.5 эВ и 0.36 эВ однозначно свидетельствует об электронном типе проводимости при температурах (до *T* ~ 250 К), несмотря на то, что подвижность дырок в плёнке In₂Te₃ в интервале температур 70—400 К значительно выше подвижности электронов;
- при температуре выше 250 К наблюдается изменение типа проводимости с электронного на дырочный, обусловленное участием центра с энергией 0.36 эВ в процессах захвата и выброса электронов;
- полученные низкие значения подвижности свободных носителей заряда в исследуемом диапазоне температур подтверждают общее для слоистых систем без диэлектрического слоя требова-

ние малости сквозного тока в сравнении с суммарным генерационным током ОПЗ в InAs.

В связи с этим, можно однозначно говорить о том, что формируемые на поверхности подложки слои In_2Te_3 являются собственными по типу проводимости, а сам теллурид индия удовлетворяет всему комплексу требований, предъявляемых к подзатворным и полуизолирующим слоям на арсениде индия.

Авторы благодарят коллектив кафедры физики Воронежского государственного университета инженерных технологий, ранее возглавляемой профессором Безрядиным Николаем Николаевичем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Физико-химические свойства полупроводниковых веществ.* Справочник. Коллектив авторов. Москва, Наука, 1979, с. 60—70.
2. Войцеховский В. Н., Давыдов В. Н. *Фотоэлектрические МДП-структуры из узкозонных полупроводников.* Томск, Радио и связь, 1990, с. 327.
3. Алферов Ж. И. // *ФТП*, 1998, т. 32, № 1, с. 3—18.
4. Сысоев Б. И., Сыноров В. Ф. // *ФТП*, 1972, т. 6, № 10, с. 1856—1859.
5. *Химия и технология редких и рассеянных элементов.* Ч. I. Под ред. Большакова К. А. Учеб. пособие для вузов. Изд. 2-е, перераб. и доп. Москва, Высшая школа, 1976, с. 296.
6. Postnicov V. S., Sysoev B. I., Budanov A. V., Bezryadin N. N., Shlyk Yu. K., Agapov B. L. // *Phys. Stat. Sol.*, 1988. (a) — 109, pp. 467—483.
7. Сысоев Б. И., Безрядин Н. Н., Буданов А. В., Прокопова Т. В., Шлык Ю. К. // *35 Intern. Wiss. Koll.* — Т. Н. Пменау, DDR, 1990, с. 15 — 16.
8. Шлык Ю. К., Моргунов В. Н., Щевелева Г. М., Безрядин Н. Н., Кузьменко Т. А. // *Полупроводниковая электроника*, Межвуз. сб. Воронеж, ВГПИ, 1985, с. 5—11.
9. Сысоев Б. И., Агапов Б. Л., Безрядин Н. Н., Прокопова Т. В., Шлык Ю. К. // *Изв. РАН, Неорганич. Материалы*, 1996, т. 32, № 12, с. 1449—1453.
10. Зи С. *Физика полупроводниковых приборов.* Пер. с англ. Под ред. Суриса Р. А. 2-е перераб. и доп. изд. Москва, Мир, 1984, т. 1, 456 с.
11. Sysoev B. I., Rovinskii A. P., Synorov V. F., Bezryadin N. N. // *Microelectronics*, 1978, vol. 7, № 2, p. 163.
12. Sysoev B. I., Bezryadin N. N., Shlyk Yu. K. // *Phys. Stat. Sol.* (a), 1986, vol. 95, pp. 169—173.
13. Безрядин Н. Н., Михайлюк Е. А., Буданов А. В., Прокопова Т. В. // *Вестник Воронежского государственного технического университета*, 2014, т. 10, № 4, с. 69—73.
14. *Химическая энциклопедия.* Под ред. Кнунянца И. Л. Москва, Советская энциклопедия, 1990, т. 2, с. 445.
15. Михайлюк Е. А., Прокопова Т. В., Татухин Е. А. // *Евразийский Союз Ученых (ЕСУ)*, ч. 5, 2014, № 6, с. 7—12.
16. Михайлюк Е. А., Прокопова Т. В., Татухин Е. А., Безрядин Н. Н. // *Вестник Воронежского государственного университета*, 2014, т. 10, № 4, с. 37—44.
17. Бормонтов Е. Н. *Физика и метрология МДП-структур.* Учеб. пособие. Воронеж. ВГУ, 1997, с. 184.
18. Casey H. C., Cho A. Y., Lang D. V., Nicollian E. H. et. al. // *J. Appl. Phys.*, 1979, vol. 50, № 5, pp. 3484—3491.
19. Милнс А., Фойхт Д. *Гетеропереходы и переходы металл — полупроводник.* Пер. с англ. Гиппиуса. Под ред. Вавилова В. С. Москва, Мир, 1975, 432 с.
20. Рембеза С. И. *Методы измерения основных параметров полупроводников:* Учеб. пособие. Воронеж, ВГУ, 1989, с. 224.
21. *Атомная диффузия в полупроводниках.* Под ред. Д. Шоу. Пер. с англ. Москва, Мир, 1975, с. 688.
22. Болтакс Б. И., Бахадыханов М. К., Городецкий С. М., Куликов Г. С. *Компенсированный кремний.* Наука, Ленинград, 1972, с. 1—124.
23. Горюнова Н. А. *Сложные алмазоподобные.* Москва, Советское радио, 1968, с. 222.
24. Шалимова К. В. *Физика полупроводников:* Учеб. пособие. Москва, Энергия, 1976, с. 176—180.

MODELING OF PROCESSES OF CURRENT FLOW FILMS $A_2^{III}B_3^{VI}$ IN HETEROSTRUCTURES ON THE BASIS OF INDIUM ARSENIDE

© 2015 Е. А. Mikhailyuk¹, Т. В. Prokopova², Н. Н. Bezryadin³

¹*Stary Oskol technological Institute named after A. A. Ugarov (branch) of National research technological University MISIS, 309500 Stary Oskol, Belgorod region, Russian Federation
e-mail: gazon1978@yandex.ru*

²*Military training and research center air force «Air force Academy named after Professor N. E. Zhukovsky and Y. A. Gagarin», 394064 Voronezh, Russian Federation
e-mail: kop1965@mail.ru*

³*Voronezh state University of engineering technologies, Voronezh, Russian Federation*

Received 11.03.2015

Abstract. The subject of study of this article is patterns $In_2Te_3/InAs$ obtained by spraying and heterovalent substitution and $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$), obtained only by spraying. It is established that the mechanisms of current flow correspond to the model current limited by space charge on condition of a negative voltage on the aluminum contact, and on condition of a positive voltage — to the mechanism of the Poole–Frenkel. Peculiarities of current-voltage characteristics are due to the presence of the formed layers of the two centers of the charge localization with energies of 0.5 eV and 0.36 eV. The character of these centers corresponds to the first as the donor and the second as the trapping levels. These energy activations, concentration and distribution of the centers were determined basing on current-voltage characteristics and methods of temperature and frequency dependences of the differential conductance and capacitance. In the mathematical model proposed for the solution of the electroneutrality equation, the presence of these levels is taken into account. The choice of variables of the concentration of trap (N_t) and donor impurity (N_d) used to construct the dependence of the energy of Fermi level from the temperature of the sample investigated in the range from 70 to 300 K was selected by the method of variation. The best matching of simulation results with those obtained from the analysis of temperature dependences of the differential conductance and capacitance for heterostructures $Al/In_2Te_3/InAs$ was achieved at values: $N_d = 4 \cdot 10^{15} \div 5 \cdot 10^{15} cm^{-3}$ and $N_t = 10^{13} \div 2 \cdot 10^{15} cm^{-3}$. With the increasing concentration of $2 \cdot 10^{15} cm^{-3}$ trapped impurities there is a change in conductivity type from electron to hole, which is probably due to the capture of electrons from the donor to the trapped level. Analysis of the calculated temperature dependences of the mobilities of electrons and holes in the temperature range from 70 to 300 K indicates that the main contribution to the scattering of charge carriers in films of tellurides are introduced by lattice defects and thermal vibrations.

The results show that the layers In_2Te_3 on their electrophysical properties correspond to the requirements for gate and poluzoliruyushchem layers on indium arsenide.

Keywords: telluride india, the donor level, the mobility of electrons and holes, differential conductivity and capacity.

REFERENCES

1. *Physico-chemical properties of semiconductor materials. Guide.* The team of authors. Moscow, Nauka Publ., 1979, pp. 60—70.
2. Wojciechowski V. N., Davydov V. N. *Photovoltaic MOS-structures of narrow-gap semiconductors.* Tomsk, Radio and communication Publ., 1990, p. 327.
3. Alferov, Z. I. *FTP*, 1998, vol. 32, no. 1, pp. 3—18. DOI: <http://journals.ioffe.ru/ftp/1998/01/p3—18.pdf>.
4. Sysoev, B. I., Sinorov V. F. *FTP*, 1972, vol. 6, no. 10, pp. 1856—1859.
5. *Chemistry and technology of rare and trace elements.* Pt. I. Ed. by K. A. Bolshakov Proc. manual for schools. Ed. 2, Rev. and add., Moscow, Higher school Publ., 1976, p. 296.
6. Postnicov V. S., Sysoev B. I., Budanov A. V., Bezryadin N. N., Shlyk Yu. K., Agapov B. L. *Phys. Stat. Sol.*, 1988. — (a) — 109, pp. 467—483.
7. Sysoev B. I., Bezryadin N. N., Budanov A. V., Prokopova T. V., Shlyk Yu. K. *35 Intern. Wiss. Koll. — T. N. Ilmenau, DDR*, 1990, pp. 15 — 16.

8. Shlyk Yu. K., Morgunov V. N., Sheveleva G. M., Bezryadin N. N., Kuzmenko T. A. *Solid State Electronics*, Intercollege. Sat Voronezh, VSPI Publ., 1985, pp. 5—11.
9. Sysoev, B. I., Agapov B. L., Bezryadin N. N., Prokopova T. V., Shlyk Yu. K. *Izv. RAS, Reorgan. Materials*, 1996, vol. 32, no. 12, pp. 1449—1453.
10. Sze S. *Physics of semiconductor devices: TRANS.* angl. Ed. by R. A. Suris. 2nd Rev. and EXT. ed. Moscow, Mir Publ., 1984, vol. 1, p. 456.
11. Sysoev B. I., Rovinskii A. P., Synorov V. F., Bezryadin N. N. *Microelectronics*, 1978, vol. 7, no. 2, p. 163.
12. Sysoev B. I., Bezryadin N. N., Shlyk Yu. K. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1986, vol. 95, pp. 169—173.
13. Bezryadin N. N., Mikhailyuk E. A., Budanov A. V., Prokopova T. V. *Herald of the Voronezh State Technical University*, 2014, vol. 10, no. 4, pp. 69—73. DOI: <http://elibrary.ru/contents.asp?issueid=1279140>
14. *Chemical encyclopedia*. Under the editorship of I. L. Knunyants, Moscow, Soviet encyclopedia Publ., 1990, vol. 2, 445 p.
15. Mikhailyuk E. A., Prokopova T. V., Tathohin E. A. *Eurasian Union of Scientists*, 2014, no. 6, Pt, 5, pp. 7—12. DOI: <http://www.euroasia-science.ru/files/archive/26—27.09.2014/p5.pdf#page=7>.
16. Mikhailyuk E. A., Prokopova T. V., Tathohin E. A., Bezryadin N. N. *Herald of the Voronezh state University*, 2014, vol. 10, no. 4, pp. 37—44. DOI: <http://elibrary.ru/download/53732125.pdf>
17. Bormotov E. N. *Physics and Metrology MIS structures*. Proc. allowance. Voronezh, Voronezh state University Publ., 1997, p. 184.
18. Casey H. C., Cho A. Y., Lang D. V., Nicollian E. H. et. al. *J. Appl. Phys.*, 1979, vol. 50, no 5, pp. 3484—3491. <http://dx.doi.org/10.1063/1.326343>
19. Milnes A., Feucht D. *Heterojunctions and transitions the metal—semiconductor*. TRANS. angl. Gippius. Under the editorship of V. S. Vavilov, Moscow, Mir Publ., 1975, 432 p.
20. Rembeza S. I. *Methods of measurement of basic parameters of semiconductors*: Proc. allowance. Voronezh, Voronezh state University Publ, 1989, 224 p.
21. *Atomic diffusion in semiconductors*. Ed. by D. Shaw. TRANS. angl. Moscow, Mir Publ, 1975, p. 688.
22. Boltacks B. I. Bahadurganj M. K., Gorodetsky S. M., Kulikov G. S. *Compensated silicon*. Leningrad, Nauka Publ., 1972, pp. 1—124.
23. Goryunova N. A. *Complex diamond-like*. Moscow, Soviet radio Publ., 1968, 222 p.
24. Shalimova K. V. *Physics of semiconductors*: Proc. allowance. Moscow, Energy Publ., 1976, pp. 176—180.

Михайлюк Екатерина Андреевна — преподаватель кафедры автоматизированных и информационных систем управления Старооскольского технологического института имени А. А. Угарова (филиал) Национального исследовательского технологического университета МИСиС: тел.: +7(905) 6702780, e-mail: gazon1978@yandex.ru

Проконова Татьяна Владимировна — к. ф.-м. н., доцент кафедры физики и химии Военного учебно-научного центра Военно-воздушных сил «Военно-воздушная академия имени профессора Н. Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина, Воронеж; тел.: +7(903) 6535496, E-mail: kop1965@mail.ru

Безрядин Николай Николаевич — д. ф.-м. н., профессор, Воронежский государственный университет инженерных технологий.

Mikhailyuk Ekaterina A. — Lecturer of the Automated Information Management Systems Department of Sary Oskol Technological Institute named after A. A. Ugarov (branch) of National Research Technological University MISIS; ph.: +7(905) 6702780, e-mail: gazon1978@yandex.ru

Prokopova Tatyana V. — Cand. Sci. (Phys.-Math.), Associate Professor, of Physics and Chemistry of Military Training and Research Center Air Force «Air Force Academy named after Professor N. E. Zhukovsky and Y. A. Gagarin», Voronezh; ph.: +7(903) 6535496, E-mail: kop1965@mail.ru

Bezryadin Nikolai Nikolaevich — Dr. Sci. (Phys.-Math.), Full Professor, Voronezh State University of Engineering Technologies