МЕХАНИЗМ ПРОХОЖДЕНИЯ ТОКА ВПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ $pSi\text{-}nSi_{1-x}Sn_x$ ($0 \le x \le 0.04$) СТРУКТУРАХ

С.З.Зайнабидинов, Х.М.Мадаминов, Г.Муминова

Мақолада «кремний-қалай» қаттиқ эритмалари асосидаги диод структуралардаги ток ўтиш жараёнлари ўрганилган. Олинган натижаларнинг кўрсатишича, тадқиқ этилган $pSi\text{-}nSi_{1-x}Sn_x$структуралардаги ток кучининг ортиши турли механизмлар билан асосланади. Ток зичлигининг кичик қийматларида ток кучининг ортиши оддий локал марказлар ҳисобига инжекцияланган ток ташувчилар концентрациясининг ортиши билан тушунтирилса, ток зичлигининг катта қийматларида мазкур жараён ичида электрон алмашиниши рўй берадиган мураккаб комплекслар туфайли содир бўлади.

Калит сўзлар:*қаттиқ эритма, вольт-ампер характеристика, заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги, рекомбинация модели, дрейф механизм.*

В статье изучены процессы токопрохождения в диодных структурах на основе твердых растворов «кремний-олово». Полученные результаты показали, что в исследованных образцах $pSi\text{-}nSi_{1-x}Sn_x$структур процессы токопрохождения определяются различными механизмами. При малых плотностях тока его рост объясняется увеличением концентрации инжектированных носителей за счет простых локальных центров, а при больших плотностях он определяется сложными комплексами, внутри которых происходит электронный обмен.

Ключевые слова: *твердый раствор, вольт-амперная характеристика, подвижность носителей заряда, модель рекомбинации, дрейфовый механизм.*

The article studies the current-carrying processes in diode structures based on silicon-tin solid solutions. The obtained results showed that in the studied samples of $pSi\text{-}nSi_{1-x}Sn_x$ structures, current-carrying processes determined by various mechanisms. At low current densities, its growth is explained by an increase in the concentration of injected carriers due to simple local centers, they are at high current densities determined by complicated complexes, inside within which electron exchange occurs.

Key words: *solid solution, current-voltage characteristic, mobility of charge carriers, recombination model, drift mechanism.*

Введение.Основной упор при изучении новых полупроводниковых твердых растворов, таких, как $Si_{1-x}Sn_x$ в последние несколько лет делался, главным образом, на получении [1] и исследовании их оптических [2], структурных [3], термодинамических свойств [4]. На многообещающие особенности этого твердого раствора с точки зрения его использования как базы для создания элементов оптоэлектроники указывали многие авторы [1, 2], но данных об их электрических свойствах очень мало.

Исходя из вышесказанного, была поставлена задача по изучению некоторых электрических свойств $pSi\text{-}nSi_{1-x}Sn_x$ структур на основе эпитаксиальной пленки твердого раствора $Si_{1-x}Sn_x$ ($0 \le x \le 0.04$), полученного методом жидкофазной эпитаксии из оловянного раствора-расплава.

Подготовка образцов.Рост эпитаксиальных пленок осуществлялся варьированием температуры начала и окончания кристаллизации, толщины раствора-расплава и скорости принудительного охлаждения. В результате выращенные пленки имели различную толщину – 30–70 мкм. Как показывают экспериментальные данные, совершенные эпитаксиальные слои с зеркальными поверхностями и с наилучшими параметрами выращиваются при следующих параметрах технологического процесса: температура начала кристаллизации – $1050^{O}C$, толщина раствора-расплава – 1 мм, скорость принудительного охлаждения 1 град/мин. При этом скорость кристаллизации пленки составляла $\upsilon_к$=0.15 мкм/мин.

Выращенные слои имели n-тип проводимости с удельным сопротивлением 0.8 Ом·см и концентрацией носителей тока 10^{17} $см^{-3}$ при комнатной температуре.

Как известно, очень важным показателем p-n перехода является его вольт-амперная характеристика (ВАХ). Вид кривых ВАХ позволяет рассуждать о тех или иных свойствах p-nперехода. Посколь-

ку обычно создание p-n переходов затрудняется образованием различного рода поверхностных состояний, которые резко снижают электрические параметры приборов, изготовленных на их основе. Полученный p-n переход в едином технологическом цикле обуславливает уменьшение плотности поверхностных дефектов. Учитывая это обстоятельство, исследуемые pSi-n$Si_{1-x}Sn_x$структуры были получены в едином технологическом цикле – методом жидкофазной эпитаксии.

Следовательно, для определения некоторых электрофизических характеристик pSi-n$Si_{1-x}Sn_x$структур были поставлены эксперименты по измерению ВАХ. Для этой цели были изготовлены pSi-n$Si_{1-x}Sn_x$ ($0 \le x \le 0.04$) структуры с толщиной базового *n*-слоя $W \approx 20$ мкм. При исследовании данных структур на них создавались омические контакты методом вакуумного напыления серебра – сплошные с тыльной стороны и четырехугольные с площадью 12 мм^2 со стороны эпитаксиального слоя.

Экспериментальная часть.В ходе поставленных экспериментов были измерены темновые вольтамперные характеристики (ВАХ). Измерения ВАХ были проведены при комнатной температуре T = 293 K в режимах прямого и обратного токов в прямом направлении ВАХ (рис. 1), в диапазоне напряжения от нуля до 2.6 В насыщении тока не наблюдается, что свидетельствует о низкой плотности поверхностных состояний. Из этого можно допустить, что в данной структуре с ростом приложенного напряжения более ярко проявляются выпрямляющие свойства. Для определения достоверности этого были определены коэффициенты выпрямления, которые имели значения 22, 36 и 37 при приложенных напряжениях 0.5, 1.0 и 2.5 В, соответственно, что свидетельствует в пользу этого допущения.

На рис 2. приведена ВАХ для прямого тока в двойном логарифмическом масштабе исследованных структур при комнатной температуре. Анализ рисунка показывает, что начальный участок ВАХ от нуля до 0.28 В хорошо описывается экспоненциальной зависимостью - $I \sim exp(V)$. После экспоненциального участка от 0.28 до 0.48 В наблюдается участок со степенной зависимостью - $I \sim V^m$ слабее квадратичного с показателем $m_1 \approx 1.7$, и от 0.48 до 0.88 В квадратичный участок с показателем $m_2 \approx 2{,}0$. После квадратичного участка в диапазоне от 0.88 до 2.56 В следуют участок более резкого роста со значением показателя в степени $m_3 \approx 2.6$.

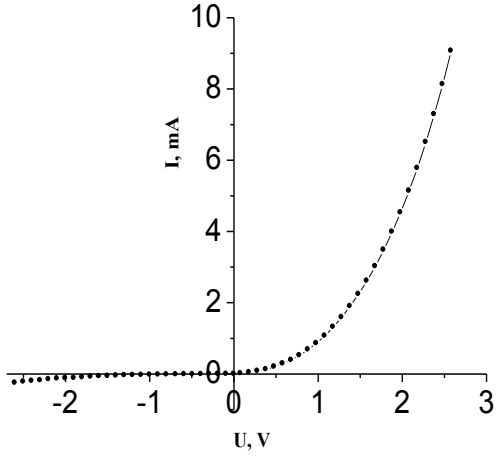

*Рис.1. Темновая вольтамперная характеристика*pSi-n$Si_{1-x}Sn_x$ ($0 \le x \le 0.04$) *структур при комнатной температуре.*

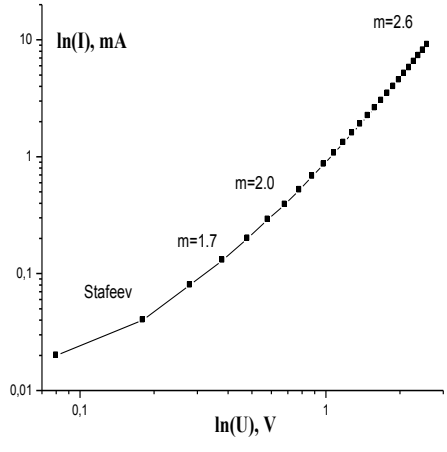

*Рис.2. Прямая ветвь вольтамперной характеристики*pSi-n$Si_{1-x}Sn_x$ ($0 \le x \le 0.04$) *структур в логарифмических масштабах.*

Теоретическая часть. Начальный участок ВАХ (до 0,28 В) хорошо аппроксимируется известной экспоненциальной зависимостью (рис. 2), представленной В.И.Стафеевым [5]:

$$I = I_0 e^{\frac{qV}{ckT}}, \quad (1)$$

где, предэкспоненциальный множитель I_0 и показатель в экспоненте "*c",* вычисленные из наших экспериментальных данных ВАХ для наших образцов при комнатной температуре имеют значения I_0 = $6.5\cdot10^{-5}$А и *c* = 5.6. Зависимость (1) характерна для так называемого "длинного"p-n структурного диода, т.е. когда $W/L_p>1$, где *W* – длина базы, $L_p=\sqrt{D_p\tau_p}$ – диффузионная длина неосновных носителей. Экспоненциальная зависимость тока от напряжения в виде (1) была уточнена в [5] для p-i-n-структур с показателем "*c"* в экспоненте, который имеет следующий вид:

$$c=\frac{2\cdot b+ch(W/L_p)+1}{b+1}\ , \qquad (2)$$

где $b=\mu_n/\mu_p$ – отношение подвижностей электронов и дырок. Подвижность основных носителей - электронов (μ_n) определялась по методу эффекта Холла, которая для твердого раствора $nSi_{1-x}Sn_x$ ($0\le x\le0.04$) имела значение μ_n=538 см^2/Вс. Подвижность неосновных носителей – дырок (μ_p) выражается через диффузионную длину и время жизни дырок (τ_p):

$$\mu_p=\frac{q\cdot L_p^2}{\tau_p\cdot kT} \qquad (3)$$

Время жизни неосновных носителей оценивалось по релаксации неравновесных носителей тока при малом уровне возбуждения как в отсутствии напряжения, так и при наложении различных значений напряжения [6].Неравновесные носители возбуждались световым излучением в области собственного поглощения.

Релаксационная кривая в отсутствии напряжения описывается экспоненциальной зависимостью вида:

$$\Delta n=\Delta n_O\cdot\exp(-t/\tau)\ , (4)$$

где τ - постоянное время релаксации. Из зависимости (4) было определено постоянное время релаксации $\tau=t/\ln(\Delta n_0/\Delta n)$, которое имело значение равное $\tau\approx 5.6\cdot10^{-6}$с. Как было показано выше, в наших образцах релаксационный процесс неравновесных носителей тока модулируется неосновными носителями, поэтому постоянное время релаксации определяется временем жизни неосновных носителей, следовательно,$\tau_p\approx 5.6\cdot10^{-6}$с [7].

Следующие участки ВАХ можно объяснить, исходя из модели рекомбинации, учитывающей инерционность электронного обмена между комплексами типа "дефект + примесь"[8]. В этом случае скорость рекомбинации существенно отличается от скорости рекомбинации по Шокли-Риду, и имеет вид [9]:

$$u=N_R\frac{c_nc_p(np-n_i^2)}{c_n(n+n_1)+c_p(p+p_1)+\alpha\tau_inp}\ , (5)$$

здесь N_R - концентрация рекомбинационных комплексов; n, p - концентрация электронов и дырок; n_i- собственная концентрация носителей тока в полупроводнике; c_n, c_p - коэффициенты захвата электронов и дырок; n_1, p_1 - статистические факторы Шокли-Рида; τ_i - время процесса электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса.

Когда рекомбинационные процессы с учетом внутрикомплексногообмена только начинают влиять на механизм токопрохождения, т.е,когда $c_n(n+n_1)+c_p(p+p_1)>\alpha\tau_inp$, решение уравнения

$$D_a\frac{d^2p}{dx^2}-v_a\frac{dp}{dx}-u=0\ ,(6)$$

описывающего процесс прохождения тока через p-n переход с достаточно длинной базой дает соотношение

$$V\sim M(I)\cdot\sqrt{I}\ ,(7)$$

где $M(I) \approx 1 + 3m \cdot (2 + C(\alpha\tau_i / c_n)\sqrt{I})^2$,m и C параметры, зависящие от свойств материала, I - плотность тока. С учетом условия $c_n(n+n_1) + c_p(p+p_1) > \alpha\tau_i np$, участок ВАХ от 0.28 В до 0.48 В, где наблюдается зависимость $I \sim V^{1.7}$, можно аппроксимировать по зависимости (7). Можно сказать, что на данном участке ВАХ наблюдается режим, близкий к квадратичному (Лампертовскому), но отличающийся появлением множителя М, который является функцией тока.

Когда выполняется условие $c_n(n+n_1) + c_p(p+p_1) >> \alpha\tau_i np$, решение уравнения (6)дает

$$V = B_0 \cdot \sqrt{I} \text{ . (9)}$$

Здесь $B_0 = \sqrt{\frac{8W^3}{9q\mu_p\mu_n\tau_p N_D}}$.Можно сказать, что в данном участке ВАХ наблюдается режим квадратичный (закон Ламперта), обычно он обуславливается преобладанием дрейфового режима токопереноса.

Процесс внутрикомплексного обмена начинает существенно влиять на токопрохождение через структуру, с ростом уровня возбуждения члена в знаменателе (5), становится существенным – $\alpha\tau_i np > c_n(n+n_1) + c_p(p+p_1)$ и решение уравнения (6) дает вид ВАХ, описывающий появление следующего участка в виде $I \sim V^{2.6}$

$$V = A + B \cdot \sqrt{I} - D/\sqrt{I} \text{ ,(10)}$$

где $A = \frac{(b+1)W^2 N_R}{N_D\mu_p\tau_i}$, $B = \frac{W}{q\mu_p(b+1)C}$, $D = \frac{2(b+1)W^2 N_R c_n}{N_D\mu_p\alpha\tau_i^2 C}$ - параметры, зависящие от свойств материала базы p-n перехода, в данном случае от свойств твердого раствора $Si_{1-x}Sn_x$ ($0 \le x \le 0.04$). Появление наблюдаемых участков быстрого роста прямого тока можно объяснить дрейфовым механизмом токопереноса в условиях омической релаксации объемного заряда с учетом инерционности электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса.

Заключение. Таким образом, в исследованных образцах pSi-n$Si_{1-x}Sn_x$структур, процессы токопрохождения определяются различными механизмами. Если учесть, что при малых плотностях тока его рост объясняется увеличением концентрации инжектированных носителей за счет простых локальных центров, а при больших плотностях он определяется сложными комплексами, внутри которых происходит электронный обмен.

Литература:

1. Shiryaev S.Yu., Lundsgaard Hansen J., Kringho P., Nylandsted Larsen A. Pseudomorphic $Si_{1-x}Sn_x$ alloy films grown by molecular beam epitaxy on Si // Appl. Phys. Lett. 67 (16), pp. 2287-2289 (1995).

2. Korolyuk Yu. G., Deibuk V. G., Vyklyuk Ya. I. Optical properties of dicordeed diamond-like solid substitutional solutions $Ge_{1-x}Si_x$, $Ge_{1-x}Sn_x$, $Si_{1-x}Sn_x$, $Si_{1-x}C_x$ and their thin films // Journal of physical studies. V. 8, No. 1, pp. 77–83, (2004).

3. Saidov A.S., Usmonov Sh.N., Kalanov M.and Madaminov X.M.. Structure and photoelectric properties of $Si_{1-x}Sn_x$ epiplayers // Technical Physics Letters.- New York, 2010.- Vol. 36. No. 9. -P. 827-829.

4. Deibuk V.G., Korolyuk Yu.G. The effect of strain on the thermodynamic properties of Ge-Si, Ge-Sn, Si-Sn, Si-C thin solid films // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, V. 5, No 3. pp. 247-253 (2002).

5.Стафеев В.И. Влияние сопротивления толщи полупроводника на вид вольтамперной характеристики диода //ЖТФ.- 1958. - Т. 28, В.9.- С.1631-1641.

6. Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках.- М.: Советское радио, 1978.- 320 с.

7. Фаренбурх А., Бьюб Р. Солнечные элементы. Теория и эксперимент.- М.: Энергоатомиздат, 1987.- 278 с.

8. Зайнабидинов С.З., Саидов А.С., Усмонов Ш.Н., Мадаминов Х.М. Получение и исследование электрических, фотоэлектрических свойств эпитаксиальных пленок $Si_{1-x}Sn_x$ // Узб. физ. журнал.- 2010.- №3.- С.147-153.

9. Лейдерман А.Ю., Минбаева М.К. Механизм быстрого роста прямого тока в полупроводниковых диодных структурах // ФТП.- 1996.- Т. 30, В. 10.- С.1729-1738.

Андижон давлат университети,
Андижон давлат тиббиёт институти,
2017 йил 7 июнда қабул қилинган
(Тақризчи: проф. И.Каримов)