

ТЕРМОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ СИНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ САМООРГАНИЗАЦИИ ПРИМЕСЕЙ И ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА $A^{III}B^V$

А.Ю. Лейдерман, А.С. Саидов, М.М. Хашаев, У.Х. Рахмонов

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз
Республика Узбекистан 100084, г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2В
тел: (+998-71)-235-41-04; e-mail: ley@uzsci.net, amin@uzsci.net, khashaev@mail.ru

doi: 10.15518/isjaee.2015.07.004

Заключение совета рецензентов: 09.04.15 Заключение совета экспертов: 16.04.15 Принято к публикации: 23.04.15

В статье исследуются синергетика полупроводников с глубокими примесями и дефектами. Работа основана на ранее развитых теоретических представлениях о возможности развития процессов самоорганизации в n -полупроводниках типа $A^{III}B^V$ в условиях однородного нагрева. При этом, в результате распада возникающих при выращивании комплексов типа мелкий донор + вакансия, возможно появление периодического распределения вакансий и мелких доноров вдоль образца, что приводит к появлению изотипных потенциальных барьеров $n-n^+$, т.е. к появлению внутреннего электрического поля. Разделение создаваемых нагревом свободных носителей на этих потенциальных барьерах приводит к появлению токов и напряжений, синергетических по своей природе.

Приведены результаты исследований полупроводников типа $A^{III}B^V$, полученных по методу Чохральского и обладающих n -типом проводимости: $GaAs<Sn>$, $GaAs<Te>$, $InP<Te>$, $GaSb<Te>$. Исследования структур с омическими контактами, изготовленных на основе этих материалов, показали, что они обладают рядом достаточно необычных свойств: при однородном нагреве в них появляются токи и напряжения, зависящие от температуры, т.е. пластина n -полупроводника типа $A^{III}B^V$ при $T > 50-60$ °C ведет себя как генератор тока и (или) напряжения. Такие необычные свойства объясняются распадом под влиянием нагрева имеющихся во всех этих материалах комплексов вида мелкий донор + вакансия, в результате чего под воздействием температуры в процессе самоорганизации возникают периодические распределения концентрации вакансий, эффективно работающих легирующих доноров и рекомбинационных центров вдоль образца, что и служит причиной появления в них токов и напряжений, синергетических по своей природе. Работа может быть полезна при разработке приборов на основе полупроводников типа $A^{III}B^V$.

Ключевые слова: полупроводник типа $A^{III}B^V$, примесь, вакансия, самоорганизация, мелкий донор, рекомбинационный центр, синергетические токи и напряжения.

THERMOVOLTAIC SYNERGETIC EFFECTS OF SELF-ORGANIZATION OF IMPURITIES AND DEFECTS IN SEMICONDUCTORS OF TYPE $A^{III}B^V$

A.Yu. Leyderman, A.S. Saidov, M.M. Khashaev, U.K. Rahmonov

Physical-Technical Institute of Scientific Production Association "Physics-Sun"
of the Academy of Sciences of the Uzbekistan Republic
2B Bodomzor juli Str., Tashkent, 100084 Uzbekistan Republic
ph.: (+998-71)-235-41-04; e-mail: ley@uzsci.net, amin@uzsci.net, khashaev@mail.ru

The paper deals with the synergetic of semiconductors with deep impurities and defects. The work is based on previously developed theoretical concepts of the self-organization processes in n -type semiconductors $A^{III}B^V$ under uniform heating. The decay arising at the growing the complexes of shallow donor + vacancy causes appearance of periodic distribution of vacancies' concentration and that of small donors along the sample, that leads to the appearance of potential barriers isotype $n-n^+$, i.e. appearance of internal electric fields. Separation of heat generated free carriers on these potential barriers causes the appearance of currents and voltages, synergistic in nature. The paper demonstrates the research results of the $A^{III}B^V$ type semiconductors grown up by Chohralsky method and had n -type of conductivity: $GaAs<Sn>$, $GaAs<Te>$, $InP<Te>$, $GaSb<Te>$. Research of the structures with simple ohmic contact manufactured from these semiconductors shows that they have some rather unusual properties: at uniform heating in them temperature-depended currents and voltages appear, that is the sample of $A^{III}B^V$ type n -semiconductors at $T > 50-60$ °C works as generator of current and (or) generator of voltage. Such unusual properties are explained by decay of complexes of type shallow donor + vacancy under influence of temperature. As a result at self-organization processes periodical distribution of vacancies and those of effective working donors and recombination centers appear that cause appearance in the samples synergetic currents and voltages. This work can be useful at manufacturing devices based on $A^{III}B^V$ semiconductors.

Keywords: semiconductors of $A^{III}B^V$ type, impurity, vacancy, self-organization, shallow donor, recombination center, synergetic currents and voltages.

Сведения об авторе: д-р физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН РУз; орден «Дустлик».

Область научных интересов: инжекционные и фотоэлектрические явления в полупроводниках и полупроводниковых структурах на их основе; взаимодействие примесей и дефектов в полупроводниках; процессы самоорганизации и синергетические явления в полупроводниках с примесями и дефектами.

Публикации: 3 монографии, 3 монографических сборника, более 160 статей и 3 изобретения.

Information about the author: DSc (physics and mathematics), professor, the Chief Researcher in the Physical-Technical Institute of Scientific Production Association "Physics-Sun" of the Academy of Sciences of the Uzbekistan Republic; she has the order "Dustlik".

Research interests: injection and photoelectric phenomena in semiconductors and in semiconductor structures on their based; interaction of impurities and defects in semiconductors; self-organization processes and synergistic phenomena in semiconductors with impurities and defects.

Publications: 3 monographs, 3 monograph collection and more than 160 articles and 3 inventions.



Лейдерман Ада Юльевна
Ada Yu. Leyderman

Сведения об авторе: известный физик в области полупроводниковых материалов, д-р физ.-мат. наук, профессор, лауреат Государственной премии Республики Узбекистан 2007 г.; с 1984 г. по настоящее время работает главным научным сотрудником в ФТИ НПО «Физика-Солнце» Академии Наук Республики Узбекистан.

Область научных интересов: взаимодействие примесей в алмазоподобных полупроводниках и физические основы выращивания кремния, арсенида галлия, алюминия-арсенида галлия, высокоомных, однородных и варизонных твердых растворов $IV_{1-x}IV_x$, $(IV_2)_{1-x}(A^3B^5)_x$, $(IV_2)_{1-x}(A^2B^6)_x$, $(IV_2)_{1-x-y}(A^3B^5)_x(A^2B^6)_y$, а также гетероструктур на их основе.

Публикации: 2 монографии, более 250 статей и 36 изобретений по вопросам растворимости в многокомпонентных растворах и технологии полупроводниковых мате-

Information about the author: famous physicist in the field of semiconductor materials, DSc (physics and mathematics), professor, laureate of State Prize of the Uzbekistan Republic in 2007; he has been working as the Chief Researcher in the Physical-Technical Institute of Scientific Production Association "Physics-Sun" of the Academy of Sciences of the Uzbekistan Republic since 1984.

Research interests: the interaction of impurities in diamond-like semiconductors and physical fundamentals of growing silicon, gallium arsenide, aluminum-gallium arsenide, high-resistivity, homogeneous and various-gap solid solutions of $IV_{1-x}IV_x$, $(IV_2)_{1-x}(A^3B^5)_x$, $(IV_2)_{1-x}(A^2B^6)_x$, $(IV_2)_{1-x-y}(A^3B^5)_x(A^2B^6)_y$, as well as heterostructures based on them.

Publications: 2 monographs and more than 250 articles and 36 inventions on the



Саидов Амин Сафарбаевич
Amin S. Saidov

риалов твердых растворов: Si-Ge, Al-GaAs, Ge-GaAs, Si-GaP, Ge-InP, Ge-CdTe, Ge-ZnSe, GaAs-ZnSe, Sn-InSb, Ge-Sn, Si-Sn, а также гомо-, гетероструктур и приборов на их основе; теоретически обоснованы и синтезированы новые классы полупроводниковых варизонных непрерывных твердых растворов: 1-класс $IV_{1-x} IV_x$: $Si_{1-x}Ge_x$, $Si_{1-x}Sn_x$, $Ge_{1-x}Sn_x$; 2-класс $(IV_2)_{1-x}(A^3B^5)_x$: $(Ge_2)_{1-x}(GaAs)_x$, $(Si_2)_{1-x}(GaP)_x$, $(Ge_2)_{1-x}(InP)_x$, $(Sn_2)_{1-x}(InSb)_x$, $(Si_2)_{1-x}(GaSb)_x$; 3-класс $(IV_2)_{1-x}(A^2B^6)_x$: $(Ge_2)_{1-x}(CdTe)_x$, $(Ge_2)_{1-x}(ZnSe)_x$, $(Si_2)_{1-x}(ZnS)_x$, $(Si_2)_{1-x}(CdS)_x$, $(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$; 4-класс $(IV_2)_{1-x-y}(A^3B^5)_x(A^2B^6)_y$: $(Ge_2)_{1-x-y}(GaAs)_x(ZnSe)_y$, $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$.

solubility in multicomponent solutions and technology of semiconductor materials of solid solutions: Si-Ge, Al-GaAs, Ge-GaAs, Si-GaP, Ge-InP, Ge-CdTe, Ge-ZnSe, GaAs-ZnSe, Sn-InSb, Ge-Sn, Si-Sn, as well as homo-, hetero and devices based on them. They are theoretically grounded and synthesized a new class of semiconductor variband continuous solid solutions: 1-class $IV_{1-x} IV_x$: $Si_{1-x}Ge_x$, $Si_{1-x}Sn_x$, $Ge_{1-x}Sn_x$; 2-class $(IV_2)_{1-x}(A^3B^5)_x$: $(Ge_2)_{1-x}(GaAs)_x$, $(Si_2)_{1-x}(GaP)_x$, $(Ge_2)_{1-x}(InP)_x$, $(Sn_2)_{1-x}(InSb)_x$, $(Si_2)_{1-x}(GaSb)_x$; 3-class $(IV_2)_{1-x}(A^2B^6)_x$: $(Ge_2)_{1-x}(CdTe)_x$, $(Ge_2)_{1-x}(ZnSe)_x$, $(Si_2)_{1-x}(ZnS)_x$, $(Si_2)_{1-x}(CdS)_x$, $(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$; 4-class $(IV_2)_{1-x-y}(A^3B^5)_x(A^2B^6)_y$: $(Ge_2)_{1-x-y}(GaAs)_x(ZnSe)_y$, $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$.

Сведения об авторе: докторант Физико-технического института НПО "Физика-Солнце" АН РУз.

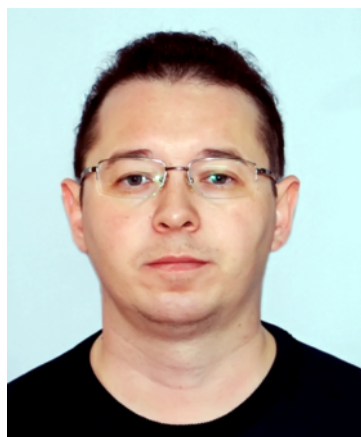
Область научных интересов: фото- и термоэлектрические эффекты в полупроводниках и полупроводниковых структурах; процессы самоорганизации и синергетические явления в полупроводниках с примесями и дефектами.

Публикации: 9.

Information about the author: postgraduate of the Physical-Technical Institute of Scientific Production Association "Physics-Sun" of the Academy of Sciences of the Uzbekistan Republic.

Research interests: the photo- and thermoelectric effects in semiconductors and semiconductor structures, self-organization processes and synergistic phenomena in semiconductors with impurities and defects.

Publications: 9.



Хашаев Муслим Мусагитович
Muslim M. Khashaev

Сведения об авторе: ведущий инженер лаборатории «Роста кристаллов» ФТИ НПО АН РУз.

Образование: аспирантура Физико-технического института НПО "Физика-Солнце" АН РУз.

Область научных интересов: фотоэлектрические и инжекционные явления в полупроводниках и полупроводниковых структурах; взаимодействие примесей и дефектов.

Публикации: 10.

Information about the author: leader engineer of the laboratory "Growth of Crystals" of the Physical-Technical Institute of Scientific Production Association "Physics-Sun" of the Academy of Sciences of the Uzbekistan Republic.

Education: postgraduate of the Physical-Technical institute of Scientific Production Association "Physics-Sun" of the Academy of Sciences of the Uzbekistan Republic.

Research interests: the photoelectric effect in semiconductors and semiconductor structures, the interaction of impurities in diamond-like semiconductors.

Publications: 10.



Рахмонов Уткур
Хикматалиевич
Utkur K. Rahmonov

Введение

В последнее десятилетие появился целый ряд работ, посвященных исследованию достаточно необычных свойств полупроводниковых материалов, связанных с их реакцией на нагревание. В отличие от общеизвестных классических эффектов типа Пельтье, Зеебека и т.п., обусловленных перепадом температур на концах материала, в этих работах речь идет о воздействии однородного нагрева на однородный полупроводник (без всяких потенциальных барьеров типа p - n -перехода, n - n^+ -перехода или выпрямляющего контакта металл–полупроводник). К этим работам в первую очередь следует отнести большую группу работ Каминского В.В. и др. (напр. [1–3]), посвященных исследованию сульфида самария. В этих работах экспериментально наблюдалось напряжение, возникающее при однородном нагревании однородного образца. Далее следует назвать работы, посвященные необычным свойствам поликристаллического кремния, полученного переплавкой металлургического кремния марки КРЗ на открытом воздухе в солнечной печи [4–6]. В этих работах однородный образец, изготовленный из такого материала, с простыми омическими контактами под влиянием однородного нагрева становился генератором тока и напряжения. Первоначальное впечатление было таким, что этот материал становится подобным электрету, однако у электретов появляется только ток, а здесь возникают и токи, и напряжения. Кроме того, в электретах воздействия только температуры недостаточно, нужно еще электрическое поле. Впоследствии было предложено объяснение, основывающееся на экспериментально установленном факте периодического (или квазипериодического) распределения концентрации многочисленных примесей, появляющегося в материале в результате процессов самоорганизации (саморегулирования), происходящих под воздействием температуры. Идея состоит в том, что эти примеси при таком распределении создают в материале внутренние потенциальные изотипные барьеры типа n - n^+ , на которых происходит разделение свободных носителей, создаваемых теплом.

Данная работа продолжает поиск полупроводниковых материалов, в которых могут наблюдаться достаточно необычные эффекты, обусловленные процессами самоорганизации. В данной работе исследуются полупроводники типа $A^{III}B^V$, выращенные по методу Чохральского и обладающие n -типом проводимости. Мы остановили свой выбор на этой группе материалов по следующей причине. Только в

этой группе при комнатной температуре полностью отсутствуют вакансии, в то время как в таких же материалах с p -типом проводимости они присутствуют, что подтверждается исследованиями ЭПР [7, 8]. По мнению авторов [8], в материале n -типа, выращенном по методу Чохральского, все вакансии в процессе выращивания объединяются с мелкой легирующей примесью, образуя комплексы типа мелкий донор + вакансия. Цель данной работы – исследовать эти материалы в условиях однородного нагрева.

Исследуемый материал и методика эксперимента

Исследовались четыре полупроводниковых материала типа $A^{III}B^V$, выращенные по методу Чохральского и обладающие n -типом проводимости: $GaAs<Sn>$, $GaAs<Te>$, $InP<Te>$, $GaSb<Te>$.

Образцы арсенида галлия $GaAs$ n -типа проводимости, легированного оловом Sn , с исходной концентрацией электронов $n_n = 1,1 \div 3,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ были толщиной $350 \pm 20 \text{ мкм}$ с площадью поперечного сечения 30 мм^2 .

Образцы галлий стибнума $GaSb$ n -типа проводимости, легированного теллуром Te , с исходной концентрацией $n_n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ были толщиной 530 мкм с площадью поперечного сечения 63 мм^2 .

Образцы фосфида индия InP n -типа проводимости, легированного теллуром Te , с исходной концентрацией электронов $n_n = 7,0 \cdot 10^{17} \div 1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ были толщиной 695 мкм с площадью поперечного сечения 34 мм^2 .

Образцы арсенида галлия $GaAs$ n -типа проводимости, легированного теллуром Te , с исходной концентрацией электронов $n_n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ были толщиной 480 мкм с площадью поперечного сечения 91 мм^2 .

Ко всем четырем образцам были приделаны простые омические контакты (с одной стороны образцов – сплошной контакт, а с другой – в виде полоски), созданные методом вакуумного напыления при давлении $P = 10^{-4} \text{ Па}$ и $T = 400 \text{ }^\circ\text{C}$. Для образцов $GaAs<Sn>$, $GaAs<Te>$, $GaSb<Te>$ контакты были выполнены из серебра, для $InP<Te>$ – из алюминия. Таким образом, из всех четырех материалов ($GaAs<Sn>$, $GaAs<Te>$, $InP<Te>$, $GaSb<Te>$) были изготовлены однотипные образцы с простыми омическими контактами. Далее эти однородные образцы подвергались однородному нагреву. Схема полученных структур и проводимых измерений показана на рис. 1.



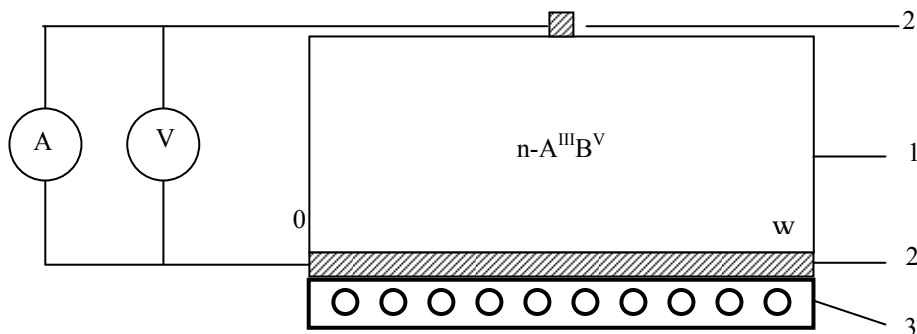


Рис. 1. Схема изучаемой $n\text{-A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ -структуры с омическими контактами: 1 – полупроводник типа $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ с n -типом проводимости; 2 – омические контакты; 3 – нагреватель
Fig. 1. The scheme of researched $n\text{-A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ -structures with ohmic contacts: 1 - the semiconductor $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ with n -type of conductivity; 2 - ohmic contacts; 3 - a heater

Результаты и их теоретический анализ

Результаты измерений токовых и вольтовых температурных зависимостей, наблюдавшихся при одно-

родном нагреве образцов с омическими контактами, изготовленных из $\text{GaAs}\langle\text{Sn}\rangle$, $\text{GaSb}\langle\text{Te}\rangle$, $\text{InP}\langle\text{Te}\rangle$, $\text{GaAs}\langle\text{Te}\rangle$, приведены на рисунках 2, 3, 4 и 5.

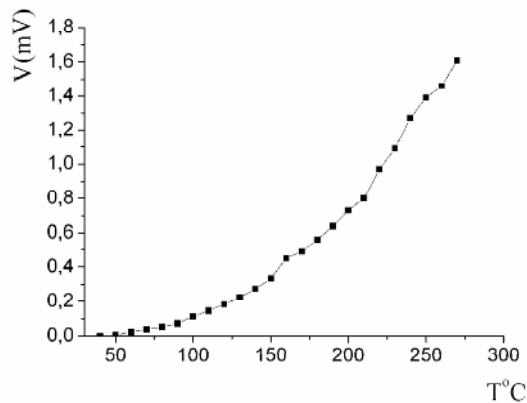
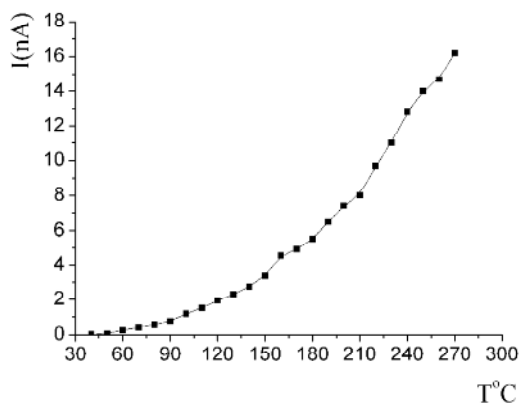


Рис. 2. Зависимости тока (а) и напряжения (б) от температуры для образца $\text{GaAs}\langle\text{Sn}\rangle$ n -типа с омическими контактами
Fig. 2. Temperature-current dependence (a) and temperature-voltage dependence (b) for n -type sample $\text{GaAs}\langle\text{Sn}\rangle$ with ohmic contacts

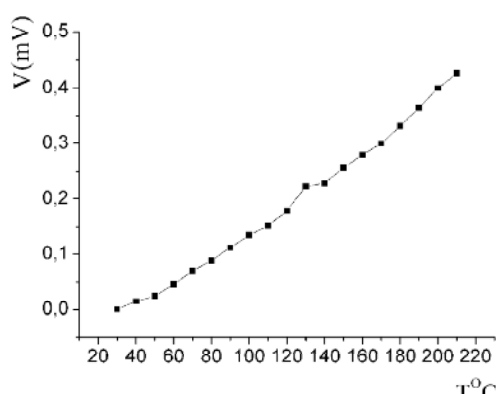
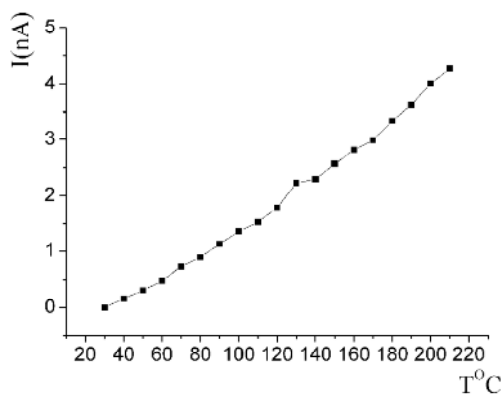


Рис. 3. Зависимости тока (а) и напряжения (б) от температуры для образца $\text{GaSb}\langle\text{Te}\rangle$ n -типа с омическими контактами
Fig. 3. Temperature-current dependence (a) and temperature-voltage dependence (b) for n -type sample $\text{GaSb}\langle\text{Te}\rangle$ with ohmic contacts

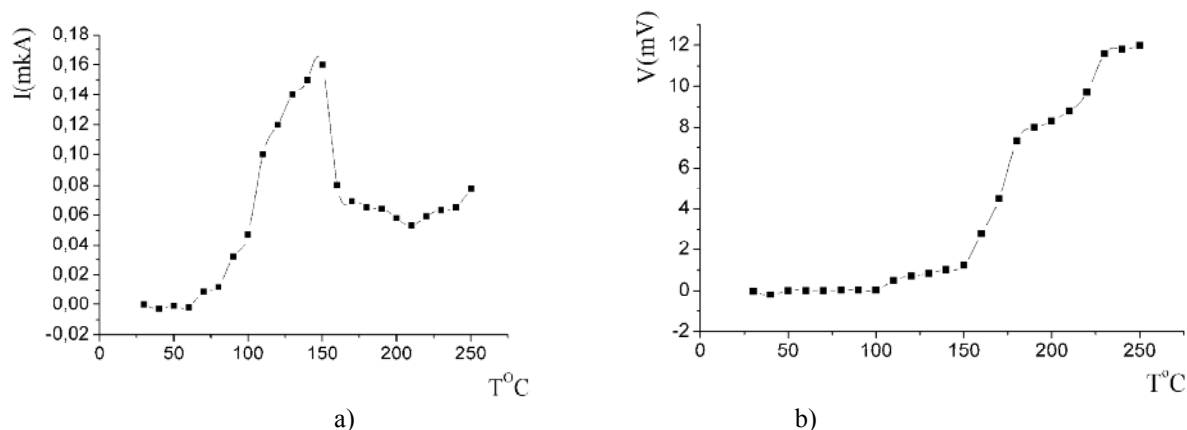


Рис. 4. Зависимости тока (а) и напряжения (б) от температуры для образца InP<Te> *n*-типа с омическими контактами
Fig. 4. Temperature-current dependence (a) and temperature-voltage dependence (b) for *n*-type sample InP<Te> with ohmic contacts

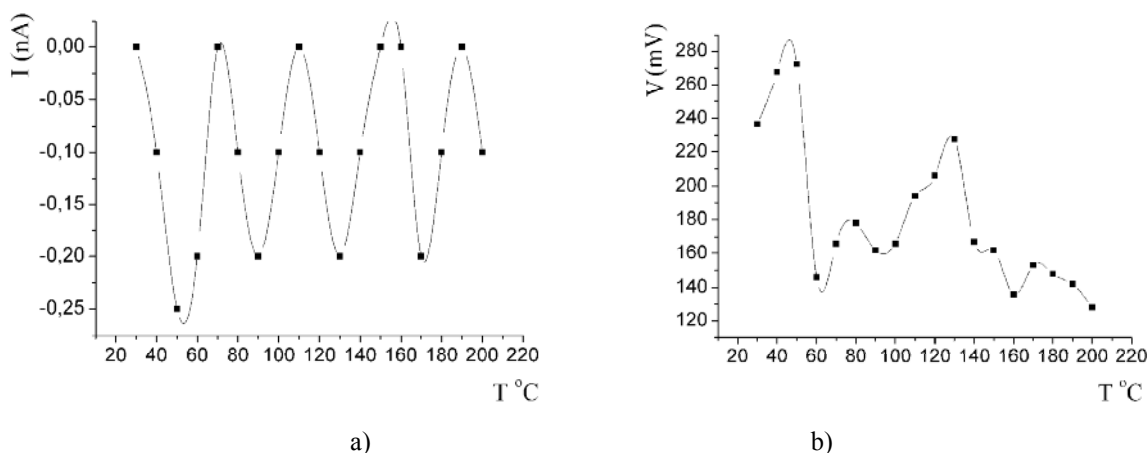


Рис. 5. Зависимости тока (а) и напряжения (б) от температуры для образца GaAs<Te> *n*-типа с омическими контактами
Fig. 5. Temperature-current dependence (a) and temperature-voltage dependence (b) for *n*-type sample GaAs<Te> with ohmic contacts

Таким образом, экспериментально установлен факт появления во всех этих четырех материалах токов и напряжений в условиях однородного нагревания, т. е. при $T > 50 \div 60$ °C все они становятся своеобразными генераторами тока и (или) напряжения. Попытаемся объяснить эти явления.

В настоящее время можно считать установленным, что в полупроводниках $A^{III}B^V$ *n*-типа, выращенных по методу Чохральского, практически не существует свободных вакансий (например [7, 8]). Это обусловлено тем, что катионная вакансия в соединениях $A^{III}B^V$ весьма подвижна и, являясь сама по сути дела акцептором, легко связывается под действием кулоновского взаимодействия с мелким донором, образуя нейтральный донорно-акцепторный комплекс. В частности в *n*-типе арсенида галлия, легированном теллуром, это будет комплекс типа вакансии галлия + донорный атом теллура. В случае, когда в материале концентрация мелких доноров выше концентрации вакансий, свободные вакансии будут отсутствовать. Действительно, это полностью

подтверждается исследованиями парамагнитного резонанса, поскольку сигнал ЭПР, который можно связать с вакансиями, наблюдается только в *p*-типе GaAs [7]. Попытаемся рассмотреть процессы, происходящие в таких полупроводниках под действием температуры.

Используя представления, развитые ранее в [9–11], запишем уравнение, описывающее динамику изменения концентрации вакансий в таком полупроводнике под действием температуры:

$$\frac{\partial V_{vac}}{\partial t} = D_V \frac{\partial^2 V_{vac}}{\partial x^2} + V_{vac}(Q) - U_V + K(Q)N_{dV} - K_1(Q)N_{dV}. \quad (1)$$

Здесь первый член в правой части описывает диффузию вакансий (D_V – коэффициент диффузии вакансий); $V_{vac}(Q)$ – количество свободных вакансий, рождаемых в единицу времени в единице объема под

действием однородного нагрева $Q(T)$; $U_V \approx V_{vac} / \tau_V$ – скорость рекомбинации вакансий; τ_V – время жизни свободных вакансий; N_{dV} – количество комплексов типа мелкий донор + вакансия. Член $K(Q)N_{dV}$ описывает процесс распада этих комплексов под действием температуры, а член $K_1(Q)N_{dV}$ описывает образование новых комплексов, когда вновь образованные вакансии объединяются в силу кулоновского взаимодействия со свободными мелкими донорами. Ясно, что $N_{dV} \sim V_{vac}$, поскольку каждый такой комплекс содержит один мелкий донор + одну вакансию.

Если предположить, что концентрация вновь образующихся вакансий очень мала, то вторым и третьим членами в уравнении (1) можно пренебречь и, учитывая прямую пропорциональную зависимость между концентрацией комплексов N_{dV} и концентрацией вакансий V_{vac} , в стационарных условиях $\left(\frac{\partial V_{vac}}{\partial t} = 0\right)$ окончательно записать:

$$D_V \frac{\partial^2 V_{vac}}{\partial x^2} + K(Q)V_{vac} - K_1(Q)V_{vac} = 0. \quad (2)$$

Если распад комплексов происходит интенсивнее, чем их образование, т. е. $K(Q) > K_1(Q)$, то уравнение (2) может быть приближенно записано в виде:

$$D_V \frac{\partial^2 V_{vac}}{\partial x^2} + K(Q)V_{vac} = 0, \quad (3)$$

т. е. распределение вакансий в исследуемом материале описывается уравнением гармонического осциллятора, решение которого имеет вид:

$$V_{vac} = C_1 \cos \omega x + C_2 \sin \omega x, \quad (4)$$

где C_1 и C_2 – постоянные интегрирования, определяемые граничными условиями. В частности, они могут быть такими: $V_{vac} = V_{vac}(0)$ при $x=0$; $V_{vac} = V_{vac}(w)$ при $x=w$ (где $x=0$ и $x=w$ – концы образца – см. рис. 1).

Частота возникающего распределения описывается выражением:

$$\omega = \sqrt{\frac{K(Q)}{D_V}}, \quad (5)$$

т. е. непосредственно зависит от интенсивности теплового воздействия. Поскольку коэффициент распада комплексов $K(Q)$ будет расти с ростом температуры, то и частота распределения вакансий также будет возрастать.

Полученное решение носит ярко выраженный периодический характер. Оно может быть записано в виде:

$$V_{vac} = A \sin(\omega x + \alpha), \quad (6)$$

где $A = \sqrt{C_1^2 + C_2^2}$, $\operatorname{tg} \alpha = -\frac{C_2}{C_1}$ – амплитуда и фаза возникающего распределения концентрации вакансий.

Выражение (6) можно также переписать в виде:

$$V_{vac} = V_0 + V_{vac}^* \sin(\omega x), \quad (7)$$

где V_{vac0} – средняя концентрация вакансий; V_{vac}^* – амплитуда их изменения.

Периодический характер полученного пространственного распределения однозначно свидетельствует о начале процессов самоорганизации в рассматриваемой системе.

Поскольку каждый комплекс состоит из одного мелкого донора + одна вакансия, то в этом процессе высвобождается такое же количество мелких доноров, в результате концентрация легирующих мелких доноров перестает быть постоянной и тоже приобретает периодический характер (рис. 6):

$$N_d = N_{d0} + V_{vac}^* \sin(\omega x), \quad (8)$$

где N_d – полная концентрация доноров; N_{d0} – исходная (начальная) концентрация доноров. Второй член (8) описывает количество доноров, высвободившихся в результате распада комплексов.

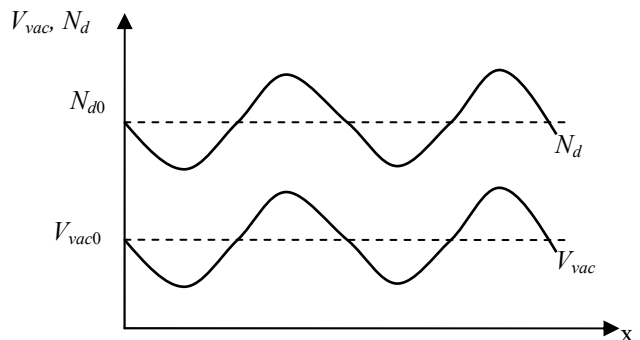


Рис. 6. Качественный ход зависимости концентраций вакансий V_{vac} и доноров N_d по длине образца

Fig. 6. Approximate type of dependence of vacancies' concentration V_{vac} and donors' concentration N_d along the length of the sample

Таким образом, в материале вдоль образца возникает ряд потенциальных барьеров с диффузионным потенциалом

$$V_{n-n^*} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_d}{N_{d0}}, \quad (9)$$

где $N_{d0} = n_n$ – концентрация электронов в исходном n -полупроводнике.

Обычно при нагревании происходит рождение свободных носителей, часть из них рекомбинирует, и в результате устанавливается новая равновесная концентрация, т. е. первоначально процесс описывается уравнением:

$$\frac{dn}{dt} = U - Q(T), \quad (10)$$

где $U = \frac{n - n_n}{\tau_n}$ – рекомбинация свободных носителей; $Q(T)$ – их тепловая генерация; τ_n –

время жизни электронов. В стационарных условиях $\left(\frac{dn}{dt} = 0\right)$ $U = Q(T)$, и устанавливается новая концентрация электронов:

$$n = n_n + \tau_n Q(T), \quad (11)$$

где $\tau_n Q(T) = \Delta n$ – дополнительная концентрация электронов, появившаяся в результате нагревания, причем Δn будет расти с ростом температуры. В обычном материале, в котором не происходит распада комплексов и периодического изменения концентрации доноров, концентрация электронов будет просто расти с ростом температуры (рис. 7, кривые 2, 3).

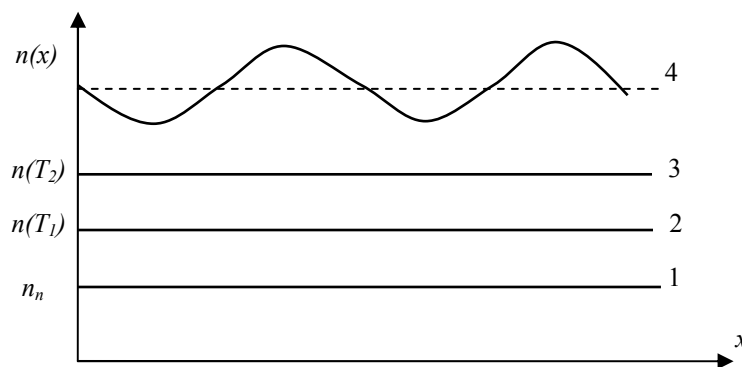


Рис. 7. Качественный ход зависимости концентрации электронов в полупроводнике при нагревании: кривая 1 – исходное состояние (с исходной концентрацией n_n); кривые 2 и 3 – равномерное возрастание концентрации электронов с ростом температуры $n(T_1) = n_n + \tau_n Q(T_1)$, $n(T_2) = n_n + \tau_n Q(T_2)$; кривая 4 – изменение концентрации электронов, обусловленное периодическим распределением мелких доноров, возникшем при распаде комплексов мелкий донор + вакансии в результате однородного нагревания

Fig. 7. Approximate type of electrons' concentration in semiconductor at heating: curve 1 – origin state (with origin concentration n_n), curves 2 and 3 – uniform increasing electrons' concentration at temperature's increasing $n(T_1) = n_n + \tau_n Q(T_1)$, $n(T_2) = n_n + \tau_n Q(T_2)$; curve 4 – changing of electrons' concentration caused by periodical distribution of shallow donor appearance at disintegration of complexes of type shallow donor + vacancy at uniform heating

Но в нашем случае, когда концентрация легирующей примеси становится периодической по длине образца, концентрация свободных электронов также станет периодической, во всяком случае у нее появится периодическая добавка:

$$n = n_n + \tau_n Q + V_{vac}^* \sin(\omega \cdot x). \quad (12)$$

Используя обычные для исследования синергетических процессов граничные условия отсутствия возбуждения на краях, имеем

$$n|_{x=0} = n_n + \tau_n Q(T), \quad (13)$$

что свидетельствует о развитии процессов самоорганизации исключительно в самом образце, без всяких влияний из контактов. Когда концентрация электронов

начинает подчиняться уравнению (12), ее вид качественно может быть представлен на рис. 7 (кривая 4).

Поскольку в полупроводнике есть изотипные потенциальные барьеры, в нем появляется внутреннее электрическое поле E_D Демберовского типа:

$$E_D = -\frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \left(\frac{dn}{dx}\right)^{-1} n. \quad (14)$$

Соответственно, на границах разомкнутого образца возникает динамическая разность потенциалов

$$V_Q = \int_0^w E_D dx, \quad (15)$$

которую справедливо назвать синергетической термо-ЭДС Демберовского типа:

$$V_Q = -\frac{kT}{q} \frac{(b-1)}{(b+1)} \ln \frac{n(w)}{n(0)}. \quad (16)$$

Эта ЭДС определяется спонтанно возникающим в однородном полупроводнике под действием однородного нагревания перепадом концентрации свободных носителей. Такая синергетическая термо-ЭДС принципиально отличается от обычной ЭДС Дембера, возникающей, как известно, в результате привнесения извне (например, инъекцией) изменения концентрации носителей. Единственным общим свойством двух этих ЭДС является их одинаковая зависимость от разности подвижностей электронов и дырок.

Полное падение напряжения на образце

$$V = \frac{J}{q\mu_p(b+1)} \int_0^w \frac{dx}{n} - \frac{kT}{q} \frac{(b-1)}{(b+1)} \int_0^w \frac{dn}{n}. \quad (17)$$

Используя выражение для концентрации электронов (12), легко получить окончательную зависимость тока от напряжения:

$$J = J_Q \frac{q}{kT} (V - V_{oc}), \quad (18)$$

где

$$J_Q = \frac{qD_p(b+1)(n_n + \tau_n Q(T))^2}{d \left(n_n + \tau_n Q(T) + \frac{V^*}{\omega} (\cos \omega d - 1) \right)}, \quad (19)$$

а

$$V_{oc} = V|_{J=0} = -\frac{kT}{q} \frac{(b-1)}{(b+1)} \ln \left(1 + \frac{V^* \sin \omega d}{n_n + \tau_n Q(T)} \right) \quad (20)$$

можно назвать предельной синергетической демберовской термо-ЭДС.

Ток короткого замыкания в таком образце

$$J_{sc} \approx J_Q \frac{q}{kT} |V_{oc}|. \quad (21)$$

Соответственно, мощность, выделяемая в результате этих синергетических процессов,

$$P \equiv JV = J_Q \frac{q}{kT} (V - V_{oc}) \cdot V, \quad (22)$$

причем максимально достигаемая мощность

$$P_{max} = J_Q \frac{q}{kT} V_{oc}^2. \quad (23)$$

Таким образом, возникающие в однородном образце под воздействием однородного нагревания процессы самоорганизации вакансий, мелких доноров и, как следствие, свободных носителей приводят к генерации в нем токов и напряжений, синергетических по своей природе.

Развитые представления достаточно хорошо объясняют появление токов и напряжений при однородном нагреве однородных образцов, изготовленных из GaSb<Te> и GaAs<Te> (см. рис. 2 и 3).

Однако для образцов InP<Te> (рис. 3) и GaAs<Te> (рис. 4) эти представления совершенно не подходят. Объяснение, по-видимому, кроется в том, что при возникновении изотипных $n-n^+$ -переходов в образцах из GaSb<Te> и GaAs<Te> большая часть образца остается квазинейтральной, и основное падение напряжения приходится именно на нее, в то время как падение на самом $n-n^+$ -переходе мало.

Вероятно, в случае InP<Te> и GaAs<Te> процессы носят более сложный характер. При этом падение напряжения на изотипном $n-n^+$ -переходе может быть существенным и даже определяющим, так что для расчета можно использовать представления теории генерационно-рекомбинационных токов.

Любой ток в полупроводнике, вообще говоря, можно было бы назвать генерационно-рекомбинационным (ГР) на основании уравнений непрерывности:

$$\text{div} J_n = -q \cdot U_n, \quad \text{div} J_p = q \cdot U_p, \quad (24)$$

где U_n и U_p – скорости рекомбинации электронов и дырок соответственно.

Исторически сложилось так, что этот термин обычно используют, когда говорят о токе, формирующемся в области объемного заряда (ООЗ) $p-n$ -перехода, изотипного перехода (например, $n-n^+$ или $p-p^+$) или каких-то других ООЗ (гетеропереходы, барьеры типа металл-полупроводник, сходные с $p-n$ -переходом по зонной диаграмме и т.д.). Первая работа, посвященная исследованиям ГР-токов, была создана в 1959 году Са, Нойсом и Шокли [12], когда после широкого использования германиевых приборов стали делать кремниевые. При этом оказалось, что во многих кремниевых диодах температурная зависимость тока не отвечает теории, которая хорошо объясняет результаты для германиевых приборов. Как известно, по диодной теории для $p-n$ -перехода ток определяется зависимостью:

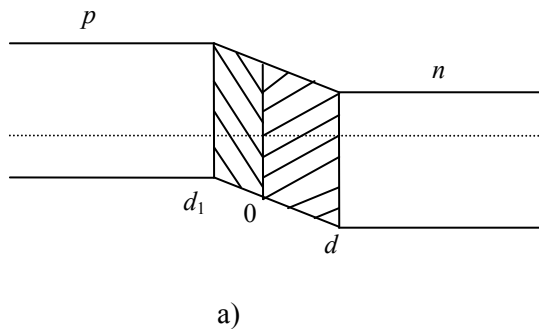
$$I = I_s \cdot e^{\frac{qV}{kT}}, \quad (25)$$

где

$$I_s \approx \frac{q \cdot D_p \cdot p_n}{L_p} + \frac{q \cdot D_n \cdot n_p}{L_n} =$$

$$= q \cdot n_i^2 \cdot \left(\frac{D_n}{L_n \cdot p_p} + \frac{D_p}{L_p \cdot n_n} \right). \quad (26)$$

Поскольку собственная концентрация $n_i \sim e^{-\frac{E_g}{2kT}}$, то $I_s \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}$, в то время как эксперимент для кремниевых приборов давал $I_s \sim e^{-\frac{E_g}{2kT}}$. Таким образом, получалось очень большое расхождение теории и эксперимента. Учет падения напряжения на базе диода, демберовского падения напряжения и т. д., сделанный впоследствии, в частности в работах В.И. Стафеева, все равно не дает такой зависимости.



Следует подчеркнуть, что при построении диодной теории размер области объемного заряда не принимается во внимание. Часто говорят, что ее можно стянуть в плоскость или линию (рис. 8.), при переходе через которую происходит изменение потенциала, и потом, принимая распределение Больцмана, получается:

$$p(d) = p_n \cdot e^{\frac{qV_{p-n}}{kT}} \quad \text{или} \quad n(d) = n_n \cdot e^{\frac{qV_{n-n^+}}{kT}}, \quad (27)$$

где V_{p-n} и V_{n-n^+} – падения напряжения на p - n переходе и n - n^+ переходе:

$$V_{p-n} = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{p(0)}{p_n}, \quad V_{n-n^+} = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{n(d)}{n_n}. \quad (28)$$

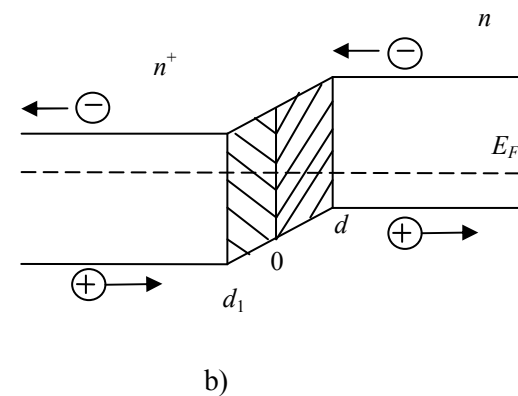


Рис. 8. Энергетическая диаграмма p - n -перехода (а) и изотипного n - n^+ -перехода (б). E_F – уровень Ферми, область пространственного заряда заштрихована, $[d_1, 0]$ - n^+ область объемного заряда, $[0, d]$ - n – область объемного заряда
Fig. 8. Energetic scheme of p - n -junction (a) and izotype n - n^+ -junction (b). E_F – Fermi's level, space charge's part is shaded, $[d_1, 0]$ - n^+ – space charge's part, $[0, d]$ - n – space charge's part

При подходе, развитом в [12], очень важно как раз то, что происходит непосредственно в области объемного заряда. Выбирая более существенную часть, в данном случае n -область ООЗ, записываем на основании уравнения (24):

$$I = q \cdot \int_0^d U \cdot dx, \quad (29)$$

где U – скорость рекомбинации неравновесных носителей. Полученный таким образом результат, был назван током генерации-рекомбинации. В работе [12] использовалась статистика Шокли-Рида и соответствующее выражение для скорости рекомбинации:

$$U = N_R \frac{c_n \cdot c_p \cdot (p \cdot n - n_i^2)}{c_n \cdot (n + n_i) + c_p \cdot (p + p_i)}. \quad (30)$$

Используя (29) и (30) и переходя к интегрированию по потенциалу ϕ , в работе [10] был получен результат вида:

$$I = I_s \cdot e^{\frac{qV}{2kT}}, \quad (31)$$

$$\text{где } I_s = \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^{-1} \cdot \frac{k \cdot T}{2} \cdot \sqrt{c_n \cdot c_p} \cdot n_i \sim e^{-\frac{E_g}{2kT}}.$$

Таким образом, были объяснены температурные зависимости для кремниевых диодов. Впоследствии в работе А.Ю. Лейдерман [13] было аналитически показано, что зависимость (31) получается только в случае, когда рекомбинационный уровень лежит близко к середине запрещенной зоны. Если он лежит не в середине, то сначала может наблюдаться зависимость вида $I \sim n_i \cdot e^{\frac{qV}{kT}}$ и только потом, с ростом напряжения, $I \sim e^{\frac{qV}{2kT}}$, которое обычно связывают с током генерации-рекомбинации. Далее в работе [14] рассматривались токи генерации-рекомбинации в условиях рекомбинации неравновесных носителей, происходящей через двухуровневый комплекс, и по-

казано, что ток генерации–рекомбинации выходит практически на насыщение, когда становится существенным внутрикомплексный обмен. Возможны разные модели двухуровневых рекомбинационных комплексов (см. например [15–18]). В частности, на рис. 9 показана схема рекомбинации через двухуровневый комплекс типа мелкий донор + вакансия, характерный для многих материалов типа $A^{III}B^{VI}$ и полупроводников $A^{III}B^V$, выращенных по методу Чохральского и обладающих n -типом проводимости [15–18].

При этом скорость рекомбинации U будут иметь вид [15–18]:

$$U = N_{dv} \frac{c_{n1}c_{p2}(pn - n_i^2)}{c_{n1}(n + n_{11}) + c_{p2}(p + p_{12}) + c_{12}pn}, \quad (32)$$

где c_{n1} – коэффициент захвата электрона на донорный уровень; c_{p2} – коэффициент захвата дырки на

уровень вакансий; $n_{11} = N_c \cdot e^{\frac{E_c - E_d}{kT}}$ – статистический фактор Шокли-Рида для уровня доноров

E_d ; $p_{12} = N_v \cdot e^{\frac{E_v - E_{vac}}{kT}}$ – статистический фактор Шокли-Рида для уровня вакансий E_{vac} ; c_{12} – коэффициент, описывающий внутрикомплексный электронный обмен между уровнями донора и вакансии.

Однако во всех этих случаях концентрация рекомбинационных центров или рекомбинационных комплексов считалась постоянной. В данной работе делается попытка рассмотреть ГР-токи в условиях, когда концентрация эффективно работающих рекомбинационных центров будет убывать в процессе возбуждения материала, в частности, в результате температурно-стимулированных процессов распада ре-

комбинационных комплексов типа положительно заряженный мелкий донор + отрицательно заряженная вакансия. Для конкретности рассматривается модель рекомбинационного комплекса типа положительно заряженный мелкий донор + отрицательно заряженная вакансия, свойственный материалам $A^{III}B^V$, обладающих n -типом проводимости, выращенных по методу Чохральского.

Итак, предположим, что возникновение внутреннего изотипного потенциального барьера (или даже нескольких барьеров) может быть причиной появления так называемого генерационно-рекомбинационного тока, формирующегося в области объемного заряда (29), определяемого исключительно скоростью рекомбинации неравновесных носителей U и размерами области объемного заряда d (см. рис. 8b). Будем считать, что подобно тому, как это делается обычно (см. например [12–14]), главной является n -область, и интегрирование должно быть проведено по ней. Поскольку мы не знаем размеры возникающей области объемного заряда, то, конечно, не можем точно рассчитать ток по формуле (29), однако, анализ характера зависимости $U[p(T)]$ может многое объяснить.

Исходим из того, что вначале, т. е. при комнатной температуре, в нашем образце нет свободных вакансий, но присутствует большое количество комплексов типа положительно заряженный мелкий донор + отрицательно заряженная вакансия с концентрацией N_{dv} , которые можно рассматривать как своеобразную донорно-акцепторную пару. При нагревании возникающие свободные носители могут рекомбинировать через эти комплексы (рис. 9).

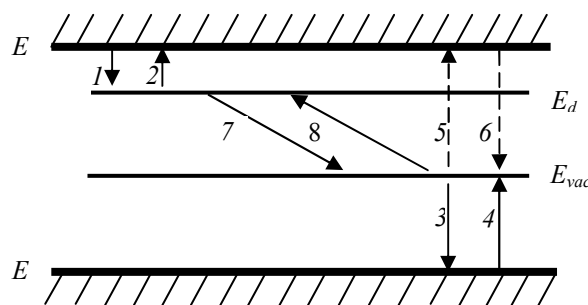


Рис. 9. Схема рекомбинации через рекомбинационный комплекс типа мелкий донор + вакансия. Переходы:

1 - $c_{n1}N_d(1 - f_{R1})n$, 2 - $c_{n1}N_d f_{R1}n_{11}$ – обмен донорного уровня с зоной проводимости; 3 - $c_{p2}N_{vac}f_{R2}p$, 4 - $c_{p2}N_{vac}(1 - f_{R2})p_{12}$ – обмен уровня вакансии с валентной зоной; 5 - $c_{n2}N_{vac}(1 - f_{R2})n$, 6 - $c_{n2}N_{vac}f_{R2}n_{12}$ – обмен уровня вакансии с зоной проводимости; 7 - $c_{12}N_d f_{R1}(1 - f_{R2})$, 8 - $c_{12}N_{vac}f_{R2}(1 - f_{R1})e^{\frac{E_d - E_{vac}}{kT}}$ – обмен уровня донора с уровнем вакансии, так называемый внутрикомплексный обмен; f_{R1} и f_{R2} – вероятности заполнения уровней доноров E_d и вакансий E_{vac} электронами соответственно

Fig. 9. Scheme of recombination through recombination complex of type shallow donor + vacancy. Here: 1 - $c_{n1}N_d(1 - f_{R1})n$,

2 - $c_{n1}N_d f_{R1}n_{11}$ – exchange donor level with the conduction band; 3 - $c_{p2}N_{vac}f_{R2}p$, 4 - $c_{p2}N_{vac}(1 - f_{R2})p_{12}$ – exchange vacancy level with the valence band; 5 - $c_{n2}N_{vac}(1 - f_{R2})n$, 6 - $c_{n2}N_{vac}f_{R2}n_{12}$ – exchange vacancy level with the conduction band; 7 - $c_{12}N_d f_{R1}(1 - f_{R2})$, 8 - $c_{12}N_{vac}f_{R2}(1 - f_{R1})e^{\frac{E_d - E_{vac}}{kT}}$ – exchange donor level with the vacancy level, so-called inter complex exchange; f_{R1} and f_{R2} – the probability of filling the donor level E_d and vacancy level E_{vac} by electrons respectively

Можно представить полные концентрации свободных электронов и дырок как $p = p_n + \Delta p$, $n = n_n + \Delta n$, где Δp и Δn – термостимулированные добавки, обусловленные однородным нагреванием. Так как рассматривается небольшой уровень возбуждения, когда $\Delta n < n_n \approx N_d$, $\Delta p < p_n$, $p < p_{12}$, $n < n_{11}$, то формулу (32) можно приближенно записать как

$$U \approx N_{dv} \cdot B \cdot \Delta p, \quad (33)$$

$$\text{где } B = \frac{c_{n1} c_{p2}}{c_{n1} n_{11} + c_{p2} p_{12}}.$$

В нашем случае очень существенно, что концентрация рекомбинационных комплексов N_{dv} не остается постоянной, поскольку эти комплексы интенсивно распадаются в процессе нагрева, так что количество эффективно работающих рекомбинационных комплексов можно записать как

$$N_{eff} = N_{dv} - V_{vac}(T), \quad (34)$$

где $V_{vac}(T)$ – концентрация образующихся при нагревании свободных вакансий, причем их концентрация растет с ростом температуры. Тогда скорость рекомбинации U (33) можно записать как

$$U = (N_{dv} - V_{vac}) B \cdot \Delta p, \quad (35)$$

причем U достигает максимума (рис.10) при условии

$$\frac{dU}{dT} = 0, \text{ т. е. при}$$

$$(N_{dv} - V_{vac}) \cdot \frac{\Delta p}{dT} = \frac{dV_{vac}}{dT} \cdot \Delta p. \quad (36)$$

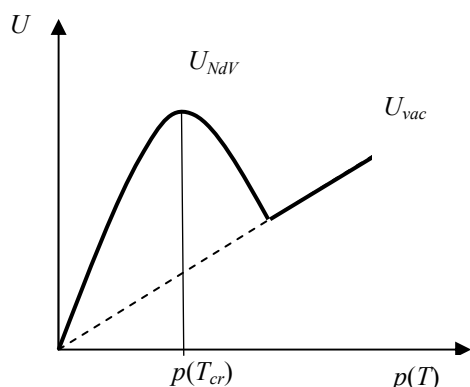


Рис. 10. Качественный вид зависимости скорости рекомбинации неравновесных носителей U от уровня возбуждения

Fig. 10. Approximated dependence of recombination rate of non-equilibrium carriers U from excitation

С дальнейшим ростом температуры скорость рекомбинации будет убывать, т. е. будет происходить ингибирование (подавление) рекомбинации за счет уменьшения концентрации эффективно работающих рекомбинационных комплексов. Поскольку генерационный ток (29) прямо пропорционален скорости рекомбинации U , этот факт хорошо объясняет убывание тока для образца $\text{InP} < \text{Te}$ на рис. 4а. Конечно, ингибирование рекомбинации не может продолжаться бесконечно. Далее должны начать работать другие каналы рекомбинации, в частности, рекомбинация, идущая непосредственно через свободные вакансии (показанная на рис. 10 пунктиром). U начнет возрастать, но так как рекомбинация через вакансии идет менее интенсивно, чем через обычные рекомбинационные центры или комплексы, то это возрастание будет довольно слабым, что также хорошо согласуется с экспериментальными результатами на рис. 4а.

Теперь вернемся к рис. 5а для образца $\text{GaAs} < \text{Te}$, на котором зависимость $I(T)$ носит достаточно ярко выраженный периодический характер. Эти результаты тоже можно качественно объяснить в рамках концепции о появлении изотипных потенциальных $n-n^+$ -барьеров, возникающий внутри которых ток является генерационно-рекомбинационным и описывается формулой (29).

В данном случае можно предположить, что вакансии и, соответственно, мелкие доноры, создающие $n-n^+$ -переходы, располагаются на большей части образца, так что эффективная концентрация рекомбинационных центров с использованием выражения для концентрации вакансий (7) будет:

$$N_{Reff} = N_{dv} - V_0 - V_d^* \sin \omega \cdot x. \quad (37)$$

Тогда

$$I_{GR} = \int_0^d N_{Reff} \cdot B \cdot \Delta p \cdot dx, \quad (38)$$

и если предположить, что концентрация рекомбинационных комплексов N_{Reff} меняется по длине x сильнее, чем изменение концентрации свободных носителей Δp , то из (37) и (38) получим:

$$I_{GR} \approx (N_{dv} - V_{vac0} - V_{vac}^* \sin \omega \cdot d) \cdot B \cdot \Delta p_{av}. \quad (39)$$

Здесь Δp_{av} – среднее значение концентрации свободных дырок в области объемного заряда.

Проанализируем вид выражения в скобках, представляющий собой эффективную концентрацию рекомбинационных комплексов. Если концентрация вакансий (7) является периодической функцией, то N_{Reff} тоже будет периодической функцией вида:

$$N_{Reff} = \text{const} \cdot V_{vac}^* \sin(\omega \cdot d), \quad (40)$$

где $const = N_{dv} - V_0$. Это иллюстрируется рисунком 11, из которого видно, что зависимость $N_{Reff}(T)$ хорошо совпадает с видом зависимости $I(T)$ на рис. 5а.

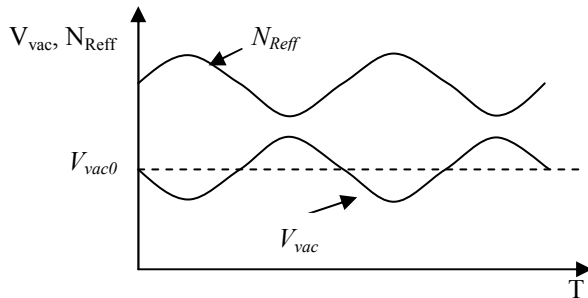


Рис. 11. Качественный вид зависимостей концентрации вакансий V_{vac} и концентрации эффективных рекомбинационных комплексов N_{Reff} (40) от температуры. Предполагается линейная зависимость частоты распределения концентрации вакансий от температуры $\omega = \alpha \cdot T$

Fig. 11. Approximated dependence of vacancies' concentration V_{vac} and that of effective recombination complexes N_{Reff} (40) from temperature. Linear dependence of frequency of vacancies' concentration from temperature $\omega = \alpha \cdot T$ is supposed

Итак, данное исследование показывает, что в материалах n -типа $A^{III}B^V$, выращенных по методу Чохральского (конкретно в $GaAs<Te>$ и $InP<Te>$), в которых изначально отсутствуют свободные вакансии, даже при небольшом однородном нагревании возникают температурно-стимулированные токи, т. е. изготовленные из этих материалов однородные образцы с простыми омическими контактами превращаются в своеобразные генераторы тока. Эти экспериментальные факты объясняются на основе представлений о том, что в этих материалах все вакансии объединены в комплексы типа мелкий донор + вакансия, которые легко распадаются под воздействием температуры, причем в процессе их распада концентрации как вакансий, так и мелких доноров могут в результате процессов самоорганизации распределяться вдоль образца периодически. В этом случае в образце неизбежно возникают внутренние изотипные потенциальные $n-n^+$ -переходы, на которых происходит разделение свободных носителей. Возникновение внутреннего электрического поля и внутреннего потенциального барьера означает нарушение квазинейтральности, хотя бы на части образца. Возникший $n-n^+$ -переход становится источником генерационно-рекомбинационного тока, который определяется исключительно только скоростью рекомбинации свободных носителей. В свою очередь, рекомбинация в полупроводниках с такой сложной системой примесей, дефектов и дефект-примесных комплексов типа мелкий донор + вакансия протекает не по обычным законам. Появляется внутрикомплексное взаимодействие свободных носителей, и сама концентрация рекомбинационных центров (комплексов) оказывается изменяющейся в процессе возбуждения полупроводника. В случае простого предпо-

ложения о том, что $N_{Reff} = N_{dv} - V_{vac}(T)$, причем V_{vac} растет с температурой, легко удастся объяснить спад тока и небольшой последующий подъем (рис. 4а). Если же опираться на предположение о периодическом распределении вакансий, считая, что оно с самого начала существенно, то легко объяснить периодические колебания тока $I(T)$ (рис. 5а). В действительности эти представления легко совместимы. Если $V = V_0 + V^* \sin(\omega \cdot x)$, но изотипный барьер один, протяженность его небольшая и $\sin(\omega \cdot x) \approx \omega \cdot x$, то

$V = V_0 + V^* \omega \cdot x$, тогда $N_{Reff} = N_{dv} - V_0 - V^* \omega \cdot d$ и если $\omega = \alpha \cdot T$, то $N_{Reff} = N_{dv} - V_0 - V^* \cdot \alpha \cdot T \cdot d$, т. е. N_{Reff} просто убывает с температурой. В случае же $GaAs<Te>$, по-видимому, такое приближение невозможно и надо пользоваться полным выражением (37). Но в обоих случаях предлагаемая модель позволяет качественно объяснить появление термостимулированных токов при однородном нагревании однородных образцов с простыми омическими контактами в материалах n -типа $A^{III}B^V$, выращенных по методу Чохральского (конкретно в $GaAs<Te>$ и $InP<Te>$).

Таким образом, несмотря на явные различия в характере зависимостей $I(T)$ во всех четырех материалах группы $A^{III}B^V$ наблюдается появление токов и напряжений при однородном нагреве и, так или иначе, оно связывается с возникновением изотипных потенциальных барьеров и внутренних электрических полей. Тогда в этом же температурном интервале ВАХ должна показывать наличие выпрямления тока. В качестве примера такой набор температурных зависимостей ВАХ для образца из $InP<Te>$ представлен на рисунке 12.

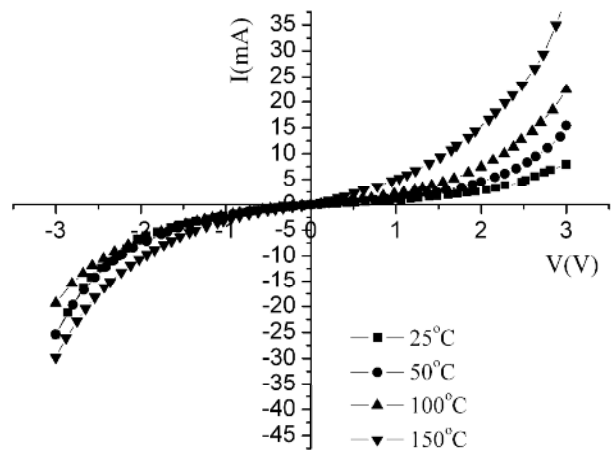


Рис. 12 Вольт-амперная характеристика образца R_{ohm} - n - $InP<Te>$ - R_{ohm} с простыми омическими контактами
Fig. 12. Current-voltage characteristics of R_{ohm} - n - $InP<Te>$ - R_{ohm} structure with simple ohmic contacts

Видно, что ВАХ при комнатной температуре (25 °C) имеет чисто омический характер, но с ростом

температуры появляется выпрямление. Оно тем больше, чем выше температура. Этот эксперимент однозначно указывает на наличие выпрямляющего потенциального барьера при $T > 50 \div 60^\circ\text{C}$.

Выводы

Итак, исходя из концепции изначального существования в полупроводниках $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, выращенных по методу Чохральского и обладающих n -типом проводимости, комплексов типа мелкий донор + вакансия (при полном отсутствии свободных вакансий) удалось предсказать возможность развития в таких материалах под воздействием однородного нагрева процессов самоорганизации (саморегулирования) вакансий, освобождающихся при распаде комплексов под воздействием температуры, а вслед за ними, мелких легирующих доноров и рекомбинационных комплексов. Эти процессы, формируя в объеме полупроводника изотипные потенциальные барьеры типа n - n^+ , тем самым приводят к возникновению в нем внутреннего электрического поля. Разделение свободных носителей, созданных однородным нагревом, на этих барьерах является причиной появления токов и напряжений, синергетических по своей природе. Эта теоретическая модель нашла хорошее экспериментальное подтверждение на образцах $\text{GaAs}<\text{Te}>$, $\text{GaAs}<\text{Sn}>$, $\text{GaSb}<\text{Te}>$ и $\text{InP}<\text{Te}>$.

Работа выполнена по гранту фундаментальных исследований Ф2-ФА-0-97004 АН РУз.

Список литературы

1. Каминский В.В., Соловьев С.М., Голубков А.В. Генерация электродвижущей силы при однородном нагреве полупроводниковых образцов моносulfида самария // Письма в Журнал технической физики. 2002. Т. 28, вып. 6. С. 29–34.
2. Каминский В.В., Голубков А.В., Васильев Л.Н. Дефектные ионы самария и эффект генерации электродвижущей силы в SmS // Физика твердого тела. 2002. Т. 44, Вып. 8. С. 1501–1505.
3. Каминский В.В., Казанин М.М. Термовольтаический эффект в тонкопленочных структурах на основе sulfида самария // Письма в Журнал технической физики. 2008. Т. 34, Вып. 8. С. 92–94.
4. Саидов А.С. Термоэлектретные свойства технического кремния полученного восьмикратной переплавкой на солнечной печи // Международный научный журнал «Альтернативная энергетика и экология» (ISJAE). 2010. № 3(83). С. 22–25.
5. Саидов А.С., Лейдерман А.Ю., Маншуров Ш.Т. Необычные свойства поликристаллического кремния, полученного пятикратной переплавкой металлургического кремния на солнечной печи // Международный научный журнал «Альтернативная энергетика и экология» (ISJAE). 2011. № 5(97). С. 27–33.
6. Саидов А.С., Лейдерман А.Ю., Аюханов Р.А., Маншуров Ш.Т., Абакумов А.А. Спектральная чувствительность поликристаллического кремния, полученного пятикратной переплавкой металлургического кремния на солнечной печи // Международный научный журнал «Альтернативная энергетика и экология» (ISJAE). 2012. № 4. С. 42–47.
7. Hwang C. J. Optical Properties of n -Type GaAs. Formation of Efficient Hole Traps during Annealing in Te-Doped GaAs // Journal of Applied Physics. 1969. No. 40. P. 4584–4592.
8. Булярский С.В., Фистуль В.И. Термодинамика и кинетика взаимодействующих дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1997.
9. Leyderman A.Yu., Saidov A.S., Khashaev M.M., Rahmonov U.K. About Possibility of Development Synergetic Processes in Semiconductors of Type $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ // Journal of Materials Science Research. 2013. Vol. 2, No. 2. P. 14–21.
10. Leyderman A.Yu., Saidov A.S., Khashaev M.M., Rahmonov U.Kh. Thermovoltaic processes in gallium arsenide doped with tin // Applied Solar Energy. 2012. Vol. 48, No. 3. P. 165–168.
11. Leyderman A.Yu., Saidov A.S., Khashaev M.M., Rahmonov U.Kh. Study of properties of tellurium doped indium phosphide as photoconversion material // Applied Solar Energy. 2014. Vol. 50, No. 3. P. 143–145.
12. Sah C.T., Noyce R., Shockley W. Carrier generation and recombination in p - n -junctions and p - n -junction characteristics // Proceedings Institute of Radio Engineers. 1957. Vol. 9, No 11/12. P. 1055–1065.
13. Leyderman A.Yu. On the generation – recombination current in p - n -junctions of semiconductors with continuous gap – state spectrum // Physica Status Solidi (a). 1985. Vol. 87, No 2. P. 363–372.
14. Leyderman A.Yu. Effect of the generation – recombination currents on the photovoltaic conversion of solar energy // Applied Solar Energy. 1999. Vol. 35, No 2. P. 20–25.
15. Лейдерман А.Ю., Минбаева М.К. Механизм быстрого роста прямого тока в полупроводниковых диодных структурах // Физика и техника полупроводников. 1996. Т. 30, № 10. С. 1729–1728.
16. Лейдерман А.Ю. Статистика рекомбинации в полупроводниках с распадающимися в результате рекомбинационно-стимулированных процессов сложными примесными комплексами // Доклады Академии Наук УзССР. 1989. № 1. С. 24–26.
17. Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. Рекомбинация и релаксационные процессы в полупроводниках с примесными комплексами // В сборнике «Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями». М.: Металлургия, 1978.
18. Лейдерман А.Ю., Хашаев М.М. Особенности рекомбинации в полупроводниках $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ // Доклады

Академии Наук республики Узбекистан. 2012. № 3. С. 22–24.

References

1. Kaminskij V.V., Solov'ev S.M., Golubkov A.V. Generaciâ elektrodvižusej sily pri odnorodnom nagreve poluprovodnikovyh obrazcov monosul'fida samariâ. *Pis'ma v Žurnal tehničeskoj fiziki*, 2002, vol. 28, is. 6. pp. 29-34.

2. Kaminskij V.V., Golubkov A.V., Vasil'ev L.N. Defektnye iony samariâ i êffekt generacii elektrodvižusej sily v SmS. *Fizika tverdogo tela*, 2002, vol. 44, is. 8. pp. 1501-1505.

3. Kaminskij V.V., Kazanin M.M. Termovol'taičeskij êffekt v tonkoplenočnyh strukturah na osnove sul'fida samariâ. *Pis'ma v Žurnal tehničeskoj fiziki*, 2008, vol. 34, is. 8. pp. 92-94.

4. Saidov A.S. Termoëlektretne svojstva tehničeskogo kremniâ polučennogo vos'mikratnoj pereplavkoj na solnečnoj peči. *International Scientific Journal "Al'ternativnaâ ênergetika i êkologîâ" (ISJAEE)*, 2010, no. 3(83). pp. 22-25.

5. Saidov A.S., Lejderman A.Yu., Manshurov Sh.T. Neobyčnye svojstva polikristalličeskogo kremniâ, polučennogo pâtikratnoj pereplavkoj metallurgičeskogo kremniâ na solnečnoj peči. *International Scientific Journal "Al'ternativnaâ ênergetika i êkologîâ" (ISJAEE)*, 2011, no. 5(97), pp. 27-33.

6. Saidov A.S., Lejderman A.Yu., Ayuhanov R.A., Manshurov Sh.T., Abakumov A.A. Spektal'naâ fotočuvstvitel'nost' polikristalličeskogo kremniâ, polučennogo pâtikratnoj pereplavkoj metallurgičeskogo kremniâ na solnečnoj peči. *International Scientific Journal "Al'ternativnaâ ênergetika i êkologîâ" (ISJAEE)*, 2012, no. 4, pp. 42-47.

7. Hwang C. J. Optical Properties of n-Type GaAs. Formation of Efficient Hole Traps during Annealing in Te-Doped GaAs. *Journal of Applied Physics*, 1969, no. 40, pp. 4584-4592.

8. Bulyarskij S.V., Fistul' V.I. Termodinamika i kine-tika vzaimodejstvuûših defektov v poluprovodnikah. Moscow: Nauka Publ., 1997.

9. Leyderman A.Yu., Saidov A.S., Khashaev M.M., Rahmonov U.K. About Possibility of De-velopment

Synergetic Processes in Semiconductors of Type A^{III}B^V. *Journal of Materials Science Research*, 2013, vol. 2, no. 2, pp. 14-21.

10. Leyderman A.Yu., Saidov A.S., Khashaev M.M., Rahmonov U.Kh. Thermovoltaic processes in gallium arsenide doped with tin. *Applied Solar Energy*, 2012, vol. 48, no. 3, pp. 165-168.

11. Leyderman A.Yu., Saidov A.S., Khashaev M.M., Rahmonov U.Kh. Study of properties of tellurium doped indium phosphide as photoconversion material. *Applied Solar Energy*, 2014, vol. 50, no. 3, pp. 143-145.

12. Sah C.T., Noyce R., Shockley W. Carrier generation and recombination in p-n-junctions and p-n-junction characteristics. *Proceedings Institute of Radio Engineers*, 1957, vol. 9, no. 11/12, pp. 1055-1065.

13. Leyderman A.Yu. On the generation – recombination current in p-n-junctions of semiconductors with continuous gap – state spectrum. *Physica Status Solidi (a)*, 1985, vol. 87, no. 2, pp. 363-372.

14. Leyderman A.Yu. Effect of the generation – recombination currents on the photovoltaic conversion of solar energy. *Applied Solar Energy*, 1999, vol. 35, no. 2, pp. 20-25.

15. Lejderman A.Yu., Minbaeva M.K. Mehanizm bystrogo rosta prâмого toka v poluprovodnikovyh diodnyh strukturah. *Fizika i tehnika poluprovodnikov*, 1996, vol. 30, no. 10, pp. 1729-1728.

16. Lejderman A.Yu. Statistika rekombinacii v poluprovodnikah s raspadaûšimisâ v rezul'tate rekombinacii-stimulirovannyh processov složnymi primesnymi kompleksami. *Reports of Academy of Sciences of the Uzbekistan Republic*, 1989, no. 1, pp. 24-26.

17. Karageorgij-Alkalaev P.M., Lejderman A.Yu. Rekombinaciâ i relaksacionnye processy v poluprovodnikah s primesnymi kompleksami. Articles «Fizika i materialovedenie poluprovodnikov s glubokimi urovnâmi», Moscow: Metallurgîâ Publ., 1978.

18. Lejderman A.Yu., Hashaev M.M. Osobennosti rekombinacii v poluprovodnikah A^{III}B^V. *Reports of Academy of Sciences of the Uzbekistan Republic*, 2012, no. 3, pp. 22-24.

Транслитерация по ISO 9:1995

