

611
Препринт ЕФН-1015(65)-87

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Ս.Կ.ՆԻԿՈԳՈՍՅԱՆ, Վ.Ա.ՏԱԱԿՅԱՆ

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛО-
И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

ЦНИИАтоминформ
ЕРЕВАН — 1987

Ս.Ս. ՆԻՊՈՂՈՍՅԱՆ, Վ.Է. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

ԷԼԵՆՏՐՈՆԱՅԻՆ ԱՆՈՒՎՈՅԹԱԶԱՐՄԱՆ ԱԶԻԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
n-ՏԻՊԻ InP -Ի ՋԵՐՈՒՄ- ԵՎ ԷԼԵՆՏՐԱՖԻԶԻԿԱԿԱՆ
ՀԱՏՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ջերմահաղորդականության, էլեկտրահաղորդականության և Հոլի կրե-
վուլյի չափումներից կենդանի, ուսումնասիրվում են n-տիպի InP -ի
բյուրեղներում 50 մեՎ էներգիայով օժտված էլեկտրոններով մատ-
չայթահարման ժամանակ առաջացած մատչայթային արատները և նրանց
հետագա շիկամչակումը: Յուրյ է տրվում, որ այդ դեպքում InP -ի
բյուրեղներում կետային արատների ինտենսիվ առաջանում են նաև
բարդ տիպի արատներ, այսպես կոչված ,,ալիպարավորված,, տիրույթ,
որոնց շիկամչակումը ընթանում է 300° C -ից բարձր Ջերմաստիճան-
ներում: Այդ տիրույթների առաջացումով է պայմանավորված էլեկտրա-
հաղորդականության և Հոլի շարժունակության Ջերմաստիճանային կախ-
վածության կորերի անկումն ընթացքը:

Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1987



Исследование воздействия облучения высокоэнергетичными электронами на физические свойства полупроводниковых соединений $A_{III}B_{IV}$, в частности JnP , представляет научный и практический интерес. С научной точки зрения такие исследования дают сведения о природе радиационных дефектов в этом материале, где сочетаются два элемента с большим отношением масс. С практической стороны известно, что осваивается технология изготовления МОП транзисторов на основе JnP [14], а твердые растворы JnP_xAs_{1-x} являются высокоэффективными термоэлектрическими материалами [15]. Между тем поведение этого материала в различных радиационных обстановках изучено недостаточно полно. К настоящему времени исследованию радиационных дефектов в JnP посвящено сравнительно небольшое число работ [1-13]. В основном по электрическим измерениям (σ, R_H) до и после облучения электронами, γ -квантами, протонами и отжига изучены скорость удаления носителей тока; предельные параметры ($\sigma_{пр.}, \mu_{пр.}, E_{пр.}^F$) в зависимости от дозы облучения [3-5]; образование как точечных (при низких энергиях облучающих электронов), так и разупорядоченных

областей при $E_{обл.}^e > 7$ МэВ. Монокристаллические образцы n - InP были получены горизонтальной зонной плавкой и имели электронный тип проводимости с исходными концентрациями $n_I = 1 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$, $n_{II} = 9,6 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ и $n_{III} = 5,3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Все три образца облучались электронами с энергией 50 МэВ. Облучение I образца проводилось в три этапа: в первом этапе набралась доза $1,2 \cdot 10^{21} \text{ эл/м}^2$, во втором - $4,5 \cdot 10^{21} \text{ эл/м}^2$, а в третьем - $7,3 \cdot 10^{21} \text{ эл/м}^2$. Таким образом, суммарная доза составляла $D = 1,3 \cdot 10^{22} \text{ эл/м}^2$. На I образце до и после каждого этапа облучения измерялись теплопроводность (κ), электропроводность (σ) и термоэдс (α) в интервале температур (80-300) К. Методика измерений и облучения описана в работах [16, 17]. Ошибка измерений для теплопроводности составляет $\pm 5\%$, а для электрических параметров - $\pm 10\%$. Интегральные дозы на II и III образце соответственно равны $3 \cdot 10^{21} \text{ эл/м}^2$ и $5 \cdot 10^{20} \text{ эл/м}^2$. Холловские измерения были сделаны на постоянном токе в интервале температур (100-300) К. Необходимые температурные изменения достигаются методом продувания пар жидкого азота. Далее все образцы подвергались изохронному отжигу (время нагрева 15 мин.) в интервале температур (50-500)°С.

Основные результаты и их обсуждение

Экспериментальные результаты (I образец) по теплопроводности (κ) и электропроводности (σ) представлены соответственно на рис. 1 и 2. Как видно из рис. 1, теплопроводность n - InP , несмотря на наличие в образцах большой концентрации исходных примесей вблизи азотных температур довольно сильно уменьшается

(почти в 3,5 раза). Уменьшается также электропроводность (рис.2). С повышением дозы облучения термоэдс на I образце увеличивается, что свидетельствует об уменьшении концентрации свободных носителей тока. В работе [18] мы проанализировали результаты аналогичных экспериментов. Там было показано, что после облучения n - InP электронами с энергией 50 МэВ помимо точечных дефектов в нем образуются и разупорядоченные области (РО), центральная часть которых содержит акцепторные состояния. Вследствие ухода части электронов из доноров (зоны проводимости) в эти состояния вокруг РО образуется область пространственного заряда. В результате кулоновского взаимодействия ионизированных доноров решетка в этих областях деформируется, рассеяние фононов усиливается и теплопроводность падает. Образование разупорядоченных областей в n - InP после электронного облучения, по-видимому, объясняется тем, что одна из компонент френкелевской пары имеет большую подвижность (даже при азотной температуре) и быстро удаляется от своей генетической пары. Есть основания полагать, что подвижным является междуузельный атом фосфора (P_I). Следовательно, сердцевина РО состоит из вакансий атома фосфора. Из данных по теплопроводности можно сделать еще один вывод: преобладающая часть исходных примесей не вступает в комплексы с радиационными дефектами, т.е. их вклад в рассеяние фононов и электронов до и после облучения почти не изменяется.

Рис.2 показывает, что облучение вводит компенсирующие центры в n - InP . Электропроводность после облучения быстро падает. По температурным зависимостям электропроводности необлучен-

ных образцов вблизи азотных температур была определена энергия ионизации доноров, которая оказалась $E_d = (0,028-0,033)$ эВ, что хорошо согласуется с литературными данными [19,20]. Как видно из рис.2, после первого этапа облучения наклон $\beta(T)$ уменьшается, а после второго этапа облучения электропроводность по абсолютной величине продолжает уменьшаться, и наклон кривой совсем исчезает. Начиная примерно с $T = 140$ К, электропроводность (кривая 3) уменьшается в сторону высоких температур, проходит через минимум примерно при $T = 180$ К и дальше снова растет. Степень компенсации в n-УлР с повышением дозы облучения увеличивается, а примеси, как уже отмечалось выше, не образуют комплексы с радиационными дефектами, поэтому оставшиеся связанные на донорных атомах электроны "чувствуют" электрические притяжения не только собственных атомов, но и соседних ионизированных доноров. При определенном соотношении этих сил электрон больше не может оставаться локализованным на своем донорном атоме. Действительно, как показывают оценки, среднее расстояние между примесными атомами ($R_{cp} = 100 \text{ \AA}$) и эффективный борковский радиус ($a \approx 77 \text{ \AA}$) электрона, связанного с донором, одного порядка. Следовательно, если часть электронов при облучении уходит на акцепторные состояния сердцевин PO , то оставшиеся электроны действительно не могут быть связанными с одним определенным донорным атомом, а будут переходить из одного состояния на другой безактивационно, т.е. энергия ионизации доноров исчезает.

В интервале (130-180) К электропроводность падает. Уменьшение электропроводности в этом интервале, по-видимому, нельзя

относительно за счет подвижности, так как она в этом интервале температур, по-существу, еще растет. Остается предположить, что с повышением температуры носители тока захватываются на какие-то ловушки, обладающие кулоновским барьером. В роли таких ловушек электронов могут выступать акцепторные состояния в самой сердцевине РО. Дело в том, что размеры центральной части РО не превышают несколько десятков ангстрем, в ней сосредоточено много вакансий с акцепторными уровнями. Однако из-за небольшого размера не все уровни могут быть заполнены электронами, при некоторой концентрации становится заметной самоэкранировка, когда заполнение соседних уровней (в обычном пространстве) затруднено из-за кулоновского отталкивания приближающегося электрона от электронов, уже сидящих на акцепторных уровнях. С повышением температуры энергия носителей увеличивается и часть из них пробивается через барьер, так что начиная с низких температур концентрация свободных электронов уменьшается. Кстати, в пользу такого предположения говорит и факт быстрого роста термоэдс в интервале температур (80-120) К. Одновременно идет и обратный процесс - освобождение теплом захваченных носителей. В итоге двух конкурирующих процессов на кривой температурной зависимости электропроводности появляется минимум около температуры 180 К. Выше этой температуры тепловое освобождение захваченных носителей преобладает и электропроводность заметно растет.

Как видно из рис. 2, после третьего этапа облучения (интегральная доза $\mathcal{D} = 1,3 \cdot 10^{22}$ эл/м²) кривая температурной зависимости электропроводности принимает монотонный вид: с увели-

чением температуры она растет. Это, по-видимому, можно объяснить тем, что число РО растет настолько, что они уже перекрываются и наблюдается общий спад электропроводности во всем температурном интервале измерения. По низкотемпературному наклону $\sigma(T)$ мы нашли энергию активации $\Delta E = 3,45$ МэВ. Эту величину, по-видимому, можно рассматривать как энергию активации прыжковой проводимости в JnP . Авторы работы [21] для образцов p-JnP с концентрацией $N_{\text{d}} = 1,5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ и компенсированных примесями Co , Fe , Cu , в интервале (40–80) К получили $\Delta E = 2,5\text{--}3,5$ МэВ. Необходимым условием прыжковой проводимости является наличие свободных мест на донорах. При низких температурах оно обеспечивается компенсацией. В нашем случае при таких дозах ($\mathcal{D} = 1,3 \cdot 10^{22} \text{ эл/м}^2$) из рис.2 видно, что имеет место сильная компенсация ($K \approx 0,9$). В пользу прыжковой проводимости говорит тот факт, что при уменьшении концентрации примесей в 20 раз (от $N_{\text{d}} = 10^{24} \text{ м}^{-3}$ до $N_{\text{d}} = 5,3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$) электропроводность σ (80 К) уменьшается почти в 10^8 раз, т.е. имеем экспоненциальную зависимость низкотемпературной проводимости от концентрации примесей. Известно [22], что наличие экспоненциальной зависимости электропроводности от концентрации примесей (N_{d}) является обычно главным экспериментальным доводом в пользу прыжкового механизма проводимости.

На рис.3–5 показаны температурные зависимости электропроводности (σ), концентрации свободных носителей тока (n) и подвижности (μ) образца III до и после облучения электронами с энергией 50 МэВ дозой $\mathcal{D} = 5 \cdot 10^{20} \text{ эл/м}^2$ и после отжига в интервале температур (50–500)°С. Из рис.3 видно, что облучение

вводит глуболежащий уровень в n - JlP , энергия активации которого, определенная из высокотемпературного наклона сразу после облучения, получается равной $\Delta E \approx 0,34$ эВ, что хорошо согласуется с найденными в работах значениями [5,10] ($0,35 \pm \pm 0,05$) эВ. В одной из этих работ [5] приведено и второе значение для $\Delta E_2 = 0,17$ эВ (при $E_{\text{обл.}}^e = 2,2 - 2,3$ МэВ). Аналогичные значения получены в наших опытах при облучении электронами с $E_{\text{обл.}}^e = 4$ МэВ ($\Delta E_1 = 0,31$ эВ и $\Delta E_2 = 0,16$ эВ). Из рис.3 видно также, что скорость уменьшения электропроводности с понижением температуры резко падает. После облучения на кривой $\ln \sigma - 10^3/T$ наблюдаются два сильно различающихся наклона. Первый наклон ($\Delta E_1 \approx 0,34$ эВ) соответствует глубокому уровню, а второй ($\Delta E_2 \approx 0,043$ эВ), по-видимому, связан с появлением проводимости по уровню протекания. Последнее обстоятельство обусловлено с РО, которые создают в облученном полупроводнике потенциальный рельеф, модулирующий энергетические зоны и существенно изменяющий большинство свойств полупроводника (в частности, температурный ход электропроводности).

Изохронный отжиг облученного образца постепенно восстанавливает электропроводность, однако два разных наклона еще отчетливо просматриваются при температуре отжига 325°C (см.рис.3).

Для большей наглядности на рис.6 приведены зависимости значения концентрации и подвижности электронов от температуры отжига. Этот график построен путем сечения графиков 4 и 5 при $T = 292$ К. Из хода изменения концентрации с повышением температуры изохронного отжига видно, что она (концентрация) имеет несколько стадий отжига. А именно: при 130, 160-180, 240, 300,

370, 400⁰С и дальше постепенно приближается к значению, соответствующему необлученному образцу (П₀). Аналогичные стадии отжига получены и в работах [2,23] . Результаты изменения подвижности (μ) в зависимости от температуры отжига (рис.6) показывают, что она уменьшается с повышением температуры до 300⁰С, после чего подвижность резко увеличивается. Отрицательный стигм подвижности при температурах $T_{отж.} < 300^{\circ}C$, по-видимому, обусловлен специфическими свойствами разупорядоченных областей (вводимых облучением). По нашим оценкам размеры этих областей порядка 3000 - 5000 Å . Известно, что рассеяние носителей тока этими областями будет эффективнее, если длина свободного пробега $l \gg a$ (a - характерный размер пространственного заряда вокруг РО).

Размеры РО определяются, в основном, числом оставшихся после облучения свободных носителей тока. Они и управляют величиной радиуса дебаевского экранирования и в конечном счете определяют размеры объемного пространственного заряда РО. Можно полагать, что после облучения образованные в образце РО перекрываются и рассеяние на их поверхностях малоэффективно. С повышением температуры отжига происходит освобождение захваченных носителей из отдельных уровней и периферийной части РО. Все четче разделяются границы отдельных РО и рассеяние на них становится заметным. Подвижность с повышением температуры падает. Выше 300⁰С вследствие уменьшения площади поверхности РО и начавшегося быстрого отжига этих областей рассеяние на них падает и подвижность сильно растет.

Авторы благодарят Григоряна Н.Е. за предоставленные им образцы для измерения.

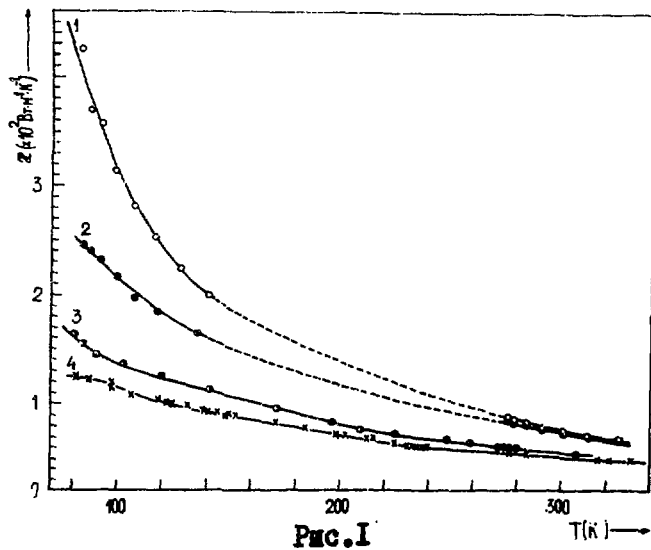


Рис. I

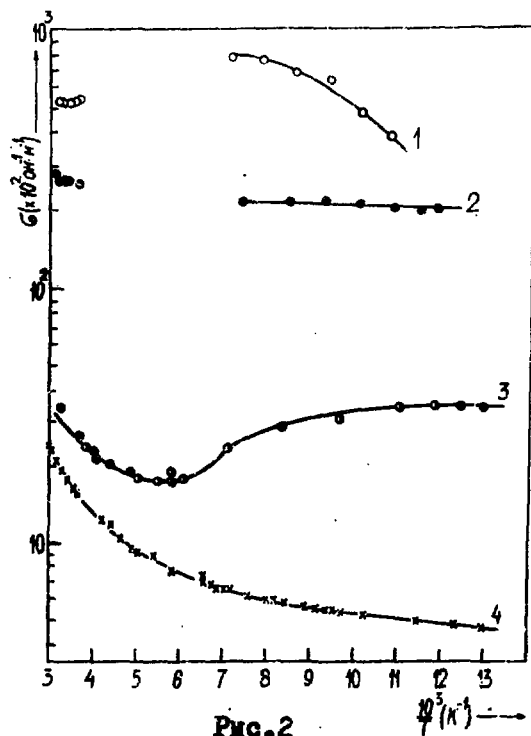


Рис. 2

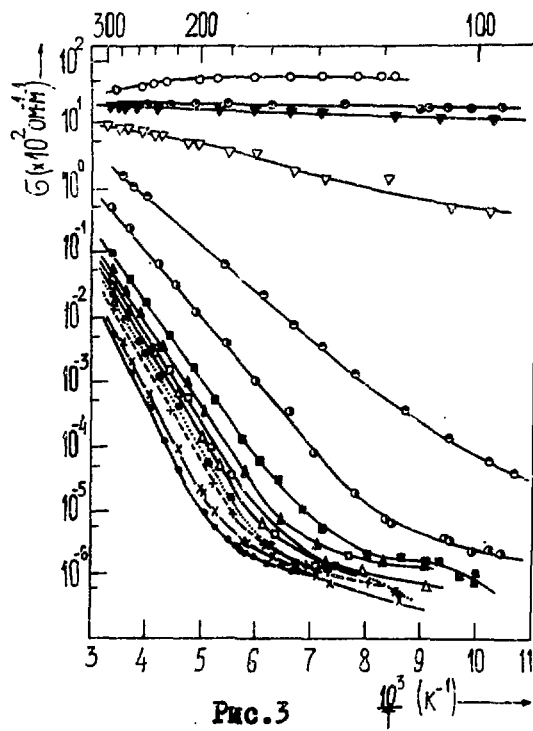


Рис. 3

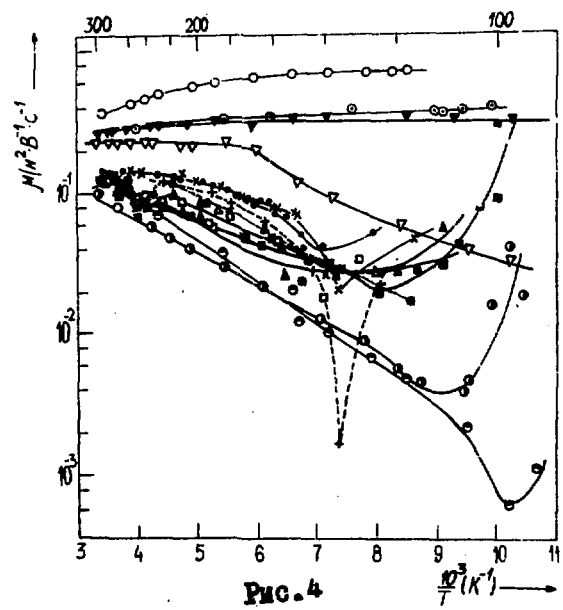


Рис. 4

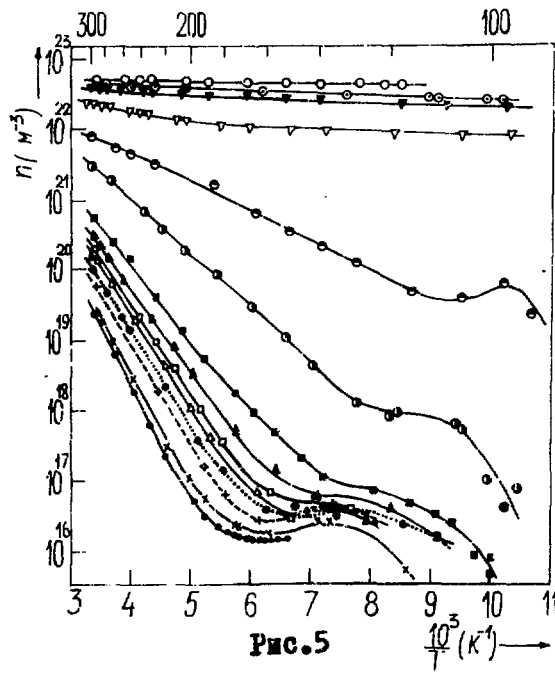


Рис.5

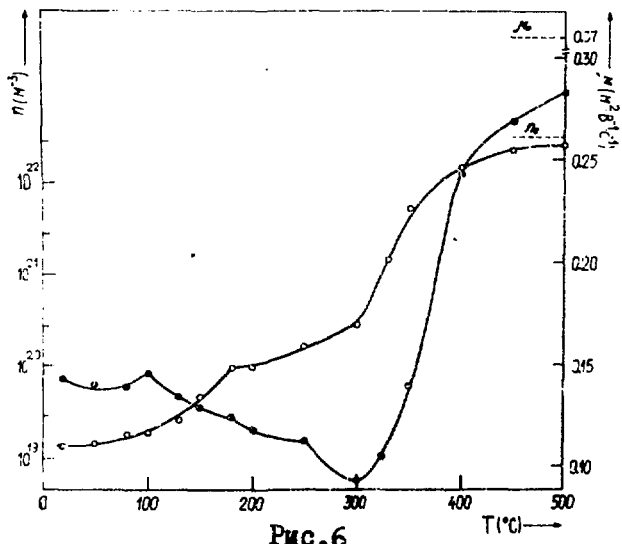


Рис.6

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Температурная зависимость теплопроводности I образца.

1 - до облучения; 2, 3, 4 - после облучения электронами с энергией 50 МэВ соответственно дозами $1,2 \cdot 10^{21}$ эл/м², $5,68 \cdot 10^{21}$ эл/м² и $1,3 \cdot 10^{22}$ эл/м².

Рис.2 Температурная зависимость электропроводности I образца
(Обозначения те же, что и на рис.1).

Рис.3. Температурная зависимость электропроводности III образца

○ - до облучения; ● - после облучения электронами с энергией 50 МэВ дозой $5 \cdot 10^{20}$ эл/м²; х - после 15 минутного изохронного отжига при T = 80°C, ---+--- 130°C, ...*... - 150°C, Δ - 180°C, □ - 200°C, ▲ - 250°C, ■ - 300°C, ● - 325°C, ● - 350°C, ▼ - 400°C, ▼ - 450°C, ⊙ - 500°C.

Рис.4 Температурная зависимость подвижности Холла III образца.
(Обозначения те же, что и на рис.3).

Рис.5 Температурная зависимость концентрации III образца.
(Обозначения те же, что и на рис.3).

Рис.6 Зависимость восстановления концентрации свободных электронов и подвижности Холла от температуры изохронного отжига.

- - подвижность Холла (μ)
 - - концентрация (n)
- μ_0 и n_0 - значения этих величин до облучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leloup J., Derdouri M., Djerassi H. Room Temperature Electron Irradiation of n-type InP. Rad.Eff.Semicond., 1976, Int.Conf., Dubrovnik, 1976, Bristol-London, 1977, p.372-378.
2. Брайловский Е.Ю., Карапетян Ф.К., Мегела И.Г., Тартачанин В.П. Исследование введения и отжига радиационных дефектов в кристаллах n - InP . Материалы Международной конференции по радиационной физике полупроводников и родственных материалов. Тбилиси, 1980, с.713-716.
3. Donnelly J.P., Hurwitz C.E. Proton Bombardment in InP, Solid-State Electronics, 1977, vol.20, N.3, p.727-730.
4. Брайловский Е.Ю., Долголенко А.П., Карапетян Ф.К. Радиационные дефекты в кристаллах n - InP , облученных высокоэнергетическими протонами. Институт ядерных исследований АН УССР, Препринт, 1982, № 14, с.4-8.
5. Брудный В.Н., Новиков В.А. О "предельных" электрических параметрах облученного InP , ФТП, 1982, т.16, с.1880-1882.
6. Brudny V.N., Vorobiev S.A., Tsoi A.A. Positron Annihilation and Hall Effect Irradiated n-InP Crystals, Appl.Phys. 1982, A229, N.4, pp.219-223.
7. Kekelidze G.P., Kekelidze N.P., Milovanova L.S., Abo A.A. El-Khier. Mechanisms of Electron Scattering in Irradiated Indium Arsenide InAs and Indium Phosphide InP Crystal, Defects and Radiat. Eff. Semicond., 1980, 11 Int.Conf.

- Oiso, 8-11 Sept., 1980, Bristol, London, 1981, pp.293-298
8. Sibille A., Rao E.V.K. Electron Irradiation in InP, J. Cryst.Growth, 1983, vol.64, N.1, Mater., Aspects, Indium Phosphide. Proc.2 NATO Workshor, Lancaster, 28-30 March, 1983, p.194-199
 9. Витовский Н.А., Дахно А.Н., Емельяненко О.В. и др. Влияние γ -облучения на кристаллы n - InP с кластерами примесей. Вопросы атомной науки и техники, серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1982, № 1/20, с.71-73.
 10. Japster P.R., Dean P.J., Skolnick M.S. Deep Levels Introduced by Electron Irradiation of InP, J.Phys.C: Solid State Phys., 1982, vol.15, N.28, L 1007-L 1012.
 11. Masafumi, Yamamoto Akio, Uemura Chikao Impurity concentration Effects on Radiation Defect Introduction in InP Examined by Situ Measurements, Jap.Appl.Phys., 1984, pt.2, vol.23, N.10, p.788-790.
 12. Brailovskii E.Yu., Megela I.G., Pambukhchyan N.H., Teslenko V.V. EPR Study of Electron-Irradiated InP: Fe, Phys.Status Solidi, 1982, A 72, N.1, K 109-K 111.
 13. Кольченко Т.И., Ломако В.М., Мороз С.Е. Образование электронных ловушек в n - InP при облучении γ -квантами, ФТП, 1987, т.21, № 6, с.1075-1079.
 14. Anderson W.T. Jr., Davis G.E., Mateer J.S., Lile D.L. Ionizing Radiation Defects in InP MISFETs, IEEE Trans.Nucl. Sci., 1984, NS-31, N.6, pp.1467-1470.

15. Kekelidze N.P., Kvinikadze Z.V., Davitaya Z.F., Eritsyun G.N. et al. Studies of Thermoelectric Characteristics of $\text{InF}_x\text{As}_{1-x}$ Alloys, Phys.Stat. Sol. 1976 (a), vol.38, k49-K52.
16. Девяткова Е.Д., Петров А.В., Смирнов И.А., Мойжес Б.Я. Плавленный кварц как образцовый материал при измерении теплопроводности, 1960, т. II. вып.4, с.738-746.
17. Амадуни К.М., Ерицян Г.Н., Карапетян Ф.К., Саакян В.А. Влияние электронного облучения на теплопроводность кремния n-типа. В кн.: Радиационные дефекты в твердых телах. Изд-во Наукова Думка, Киев, 1977, с.125-130.
18. Ерицян Г.Н., Саакян В.А. Влияние электронного облучения на n-JnP, Известия АН Арм ССР, Физика, 1980, т.15, с.210-214.
19. Агаев Я. Алланазаров А., Исмаилов О. В кн. Физические свойства полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ и $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$, Изд. АН Азерб. ССР, Баку, 1967, с.144-153.
20. Галаванов В.В., Метревели С.Г., Слукаев Н.В. Старосельцева С.П. Электрические свойства p-JnP, ФТП, 1969, т.3, № 1, с.120-122.
21. Дахно А.Н., Емельяненко О.В., Лагунова Т.С., Метревели С.Г. Влияние компенсации на проводимость по примесям в n-JnP при промежуточном легировании, ФТП, 1976, т.10, с.677-681.
22. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. В кн. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979, с.105.
23. Брайловский Е.Ю., Карапетян Ф.К., Тартачник В.П. Отжиг точечных радиационных дефектов в n-JnP, ФТП, 1979, т.13, с.2044-2046.

Рукопись поступила 16 сентября 1987 г.

С.К.НИКОГОСЯН, В.А.СААКЯН

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛО- И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ
СВОЙСТВА

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 17/ХІ-87г. ВФ-09503 Формат 60x84/16
Офсетная печать. Уч. изд. л. 1,0 Тираж 299 экз. Ц. 15к.
Зак. тип. № 688 Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2

УДК 539.124.17:54.162

С.К.НИКОГОСЯН, В.А.СЛАКЯН

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛО-
И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Из измерениями теплопроводности (κ), электропроводности (σ) и эффекта Холла (R_H) исследовались введение и отжиг радиационных дефектов в кристаллах n - GeP , облученных электронами с энергией 50 МэВ. Показано, что при этом наряду с точечными дефектами в кристаллах n - GeP образуются также сложные дефекты типа областей разупорядочения (РО), отжиг которых протекает при $T > 300^\circ\text{C}$. С присутствием этих областей связывается аномальное поведение температурной зависимости электропроводности (σ) и холловской подвижности (μ_H).

Ереванский физический институт

Ереван 1987

Preprint FDM-IOI5(65)-87

S.K. NIKOGHOSSIAN, V.A. SAHAKIAN

THE EFFECT OF ELECTRON BOMBARDMENT ON THERMAL AND
ELECTROPHYSICAL PROPERTIES

The insertion and annealing of radiation-induced defects into n-InP crystals bombarded by 50 MeV electrons are investigated by measuring heat conductivity (κ), electric conductivity (σ) and Hall effect (R_H). It is shown that together with point defects there also originate complex ones like regions of disorder, which are annealed at $T > 300^\circ$ C. The anomalous behaviour of the temperature dependence of the electric conductivity (σ) and Hall mobility (μ_n) is connected with the presence of such regions of disorder.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1987

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Markaryan St., 2
Yerevan, 375036
Armenia, USSR

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ