

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Մահակյան Արամ Արտավազյի

ՃԱՌԱԳԱՅԹԱՀԱՐՈՒՄՈՎ ՀԱՐՈՒՑՎԱԾ ԵՐԵՎՈՒՑԹՆԵՐ ՈՐՈՇ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ ԵՎ ԲԱՐՁՐ
ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

Ա.04.07 - «Կոնդենսցված վիճակի ֆիզիկա» մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների դոկտորի գիտական աստիճանի
հայցման ատենախոսության

Ս Ե Ղ Մ Ա Գ Ի Ր

ԵՐԵՎԱՆ 2013

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Саакян Арам Артаваздович

РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НЕКОТОРЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ
СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание учёной степени доктора физико-математических
наук по специальности 01.04.07 – «Физика конденсированного состояния»

ЕРЕВАН 2013

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Երևանի պետական համալսարանում

Պաշտոնական ընդիմախոսներ՝

ՀՀ ԳԱԱ թղթ. անդամ, Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆ. Հ.Ս. Կարայան (ԵՊՀ)
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆ. Ն.Պ. Կեկելիձե (Թբիլիսիի Պետական Համալսարան)
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆ. Է.Գ. Շառոյան (ՀՀ ԳԱԱ ՖՀԻ)

Առաջատար կազմակերպություն՝ Ռուսաստանի ԳԱ միկրոէլեկտրոնիկայի և
առանձնապես մաքուր նյութերի տեխնոլոգիայի ինստիտուտ

Ատենախոսության պաշտպանությունը կայանալու է 2013թ. նոյեմբերի 23-ին ժամը
12⁰⁰-ին ԵՊՀ-ում գործող ԲՈՀ-ի ֆիզիկայի թիվ 049 մասնագիտական խորհրդի
նիստում (հասցեն՝ 0025, Երևան, Ալեք Մանուկյան, 1)

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում
Սեղմագիրն առաքվել է հոկտեմբերի 10-ին 2013թ.

Մասնագիտական խորհրդի
գիտական քարտուղար՝
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ



Վ.Պ. Քալանթարյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете

Официальные оппоненты:

Член-кор. НАН РА, доктор физ.-мат.наук, проф. Г.С. Караян (ЕГУ)
Доктор физ.-мат.наук, проф. Н.П.Кекелидзе (Тбилисский Государственный Университет)
Доктор физ.-мат.наук, проф. Э.Г. Шароян (ИФИ НАН РА)

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем технологии микрорелектроники и осособчистых материалов Российской
академии наук (ИПТМ РАН)

Защита диссертации состоится 23 ноября 2013г. в 12⁰⁰ часов на заседании
Специализированного Совета ВАК по физике номер 049, действующий при Ереванском
государственном университете (адрес: 0025, г. Ереван, ул. Алека Манукяна 1)

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ЕГУ
Автореферат разослан 10 октября 2013г.

Ученый секретарь
специализированного совета:
канд.- физ. мат. наук, доцент



В.П. Калантарян

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

В последние десятилетия широкое применение электронной техники в современных объектах, работающих в условиях воздействия ионизирующего излучения, таких как космические станции и атомные реакторы, усложнение условий эксплуатации этих объектов при одновременном росте требований к их качеству и надежности, становятся все более актуальными проблемы создания радиационно-стойкого электронного оборудования и материалов, способных работать в экстремальных условиях – при повышенных уровнях радиации. Под радиационной стойкостью обычно понимают стабильность физических параметров материалов и электронных устройств при их облучении частицами высоких энергий. Изменение параметров материалов происходит вследствие возникновения радиационных дефектов при облучении частицами высоких энергий.

Структура металл - диэлектрик - полупроводник (МДП) является одной из основных компонент современной электронной техники. Основная часть вводимых радиационных дефектов в полупроводниковых структурах является электрически активной и образует энергетические уровни, которые играют важную роль в формировании электрофизических параметров структур диэлектрик-полупроводник (Д-П). В настоящее время накоплена обширная информация о радиационных эффектах в МДП-структурах и об их влиянии на физические характеристики этих структур. Анализ литературных данных позволяет сделать два основных заключения: облучение приводит к образованию пространственного заряда в слое диэлектрика и к увеличению плотности поверхностных состояний (ПС) на границе раздела Д-П. Первый эффект изучен более или менее детально, второй же эффект исследован недостаточно подробно. Между тем, образование радиационных поверхностных центров в МДП-структурах оказывает существенное влияние на электрические характеристики изготовленных на их основе приборов, вызывая, например, увеличение токов утечки транзисторов, ухудшение эффективности переноса заряда в приборах с зарядовой связью, рост шумов и др.

Из литературных источников известно, что при облучении МДП-структуры различными видами радиации возникновение поверхностных ловушек связано, в основном, с разрывом связей между атомами на границе раздела Д-П. Необходимо отметить, что на границе раздела Д-П, где объединены различные твердые тела, возникают сильные электрические и механические поля, которые также могут повлиять на радиационные эффекты на гетерогенных системах Д-П. Однако, несмотря на многочисленность подобных исследований, общая физическая картина и природа радиационных эффектов в МДП-структурах остаются не достаточно ясной. Так, отсутствует детальная картина энергетического спектра радиационных ПС, генерированных при облучении МДП-структуры различными видами радиации и характер процесса отжига этих ловушек, неизвестно поведение поверхностного потенциала полупроводника и неясна энергетическая зависимость сечения захвата радиационных ПС при их накоплении и последующем отжиге, а также нет сведений об их пространственной локализации. Не установлено влияние некоторых практически важных внешних факторов, таких, как вид материала полевого электрода, электрических и механических полей на процесс накопления радиационных ПС.

Изучение воздействия облучения частицами высоких энергий на физические свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является одной из важных задач радиационной физики твердого тела, особенно в связи с использованием этих материалов в условиях реакторного облучения и в космической технике. Имеющаяся в настоящее время совокупность экспериментальных данных показывает, что высокотемпературные сверхпроводники, по сравнению с традиционными сверхпроводниками, более чувствительны к воздействию частиц высокой энергией. Облучение различными видами радиации приводит к созданию точечных и/или структурных радиационных дефектов кластерного типа во всех подрешетках ВТСП. В большинстве случаев это приводит к ухудшению сверхпроводящих свойств керамических ВТСП. Структурное разупорядочение в ВТСП может быть создано также и введением инородных атомов, которые способны внутри гранул создавать неоднородные структурные дефекты и влиять на сверхпроводящие характеристики ВТСП. Так, например, при облучении критическая температура ВТСП уменьшается, а в некоторых случаях увеличивается. Однако причины такого поведения пока остаются невыясненными.

Пострадиационное поведение сверхпроводящих характеристик ВТСП материалов тоже представляет большой интерес, т.к. структурные радиационно-индуцированные дефекты имеют высокую подвижность даже при низких температурах, и в зависимости от времени выдержки они могут перераспределяться в образце и таким образом изменить его сверхпроводящие характеристики. О сверхпроводящих характеристиках ВТСП важную информацию можно получить при исследовании процесса проникновения переменного магнитного поля в объем сверхпроводника. Известно, что керамические ВТСП во внешнем магнитном поле ведут себя как сверхпроводники второго рода, т.е. проникновение магнитного поля в объем сверхпроводника происходит в виде вихрей (джозефсоновские вихри), каждый из которых несет один квант магнитного потока. Несмотря на многочисленные работы и большие усилия исследователей в этой области, проблема проникновения постоянного и переменного магнитных полей в керамические высокотемпературные сверхпроводники остается недостаточно изученной задачей. В частности, имеются противоречивые данные частотной и амплитудной зависимостей магнитного отклика гранулярного ВТСП при низких частотах. Мало исследована также динамика и взаимодействие магнитных вихрей в ВТСП материалах.

Целью работы являлось экспериментальное исследование эффектов, индуцированных различными видами радиации в МДП-структурах и керамических высокотемпературных сверхпроводниках, а также изучение динамики и взаимодействия джозефсоновских вихрей в высокотемпературных сверхпроводниках.

Для достижения этой цели решались следующие задачи

1. Исследовать поведение физических характеристик МДП-структуры при облучении и отжиге радиационных дефектов, созданных различными видами радиации, отличающихся механизмами взаимодействия бомбардирующих частиц с атомами компонент МДП-структуры. Такими механизмами являются: чисто ионизационный – синхротронное излучение с максимальной интенсивностью излучения при энергии квантов 12 кэВ, преимущественно ионизационный – релятивистские электроны с

- энергиями 4 МэВ, 8 МэВ и 50 МэВ, ударно-ионизационный – короткопробежные ионы мышьяка с энергией 10 кэВ и 40 кэВ.
- Исследовать влияние типа материала полевого электрода (Al, Ag, Au, Zn, Cu) на процесс образования радиационных ПС в структурах M-SiO₂-Si и M-Si₃N₄-Si.
 - Изучить временные характеристики поверхностных центров МДП-структур при их накоплении под действием радиаций различных видов и последующем отжиге и предложить физическую модель, описывающую пространственное распределение радиационных поверхностных центров на границе раздела Д-П, объясняющую полученные экспериментальные данные.
 - Исследовать влияние облучения электронами с энергией 4 МэВ и 8 МэВ на межгранульные и внутригранульные сверхпроводящие параметры керамических высокотемпературных сверхпроводников на основе иттрия с различными атомами примеси (Fe, Ni, Co, Na) и объемными плотностями, изучить пострадиационные эффекты (эффект старения) в облученных электронами высокотемпературных сверхпроводниках.
 - Изучить процесс проникновения низкочастотного магнитного поля в сверхпроводящую керамику YBa₂Cu₃O_x, исследовать динамику и взаимодействие джозефсоновских вихрей в этой среде и предложить физическую модель, объясняющую полученные экспериментальные результаты по поведению вихрей в высокотемпературных сверхпроводниках в низкочастотном синусоидальном магнитном поле.

Научная новизна полученных результатов

1. Впервые выполнено детальное исследование изменения параметров структуры M-SiO₂-Si после облучения различными видами радиации, отличающиеся механизмами взаимодействия бомбардирующих частиц с атомами компонент МДП - структуры.

(а). Установлено, что различные виды радиации, отличающиеся механизмами взаимодействия бомбардирующих частиц с атомами компонент диэлектрик-полупроводник, создают радиационные поверхностные центры различной природы.

(б). Показано, что виды энергетических спектров плотности поверхностных центров, созданных ионизирующим и ударным механизмами воздействия, существенно отличаются.

(в). Обнаружено образование радиационных дефектов у поверхности кремния в структуре SiO₂-Si в том случае, когда бомбардировке подвергалась только пленка SiO₂.

2. Впервые обнаружен эффект аномального увеличения скорости накопления радиационных поверхностных центров под алюминиевым электродом в структуре Al-SiO₂-Si.

3. Впервые показано, что определяющую роль в изменении характера энергетической зависимости сечения захвата электронов радиационными поверхностными центрами играет величина плотности заряженных ловушек, а не их природа. На основе анализа экспериментальных данных процессов накопления и отжига радиационных поверхностных центров развита модель “самоэкранировки”, основанная на локализации радиационных поверхностных центров по группам на поверхности границы раздела Д-П и объясняющая полученные экспериментальные результаты.

4. Впервые выполнено детальное исследование поведения сверхпроводящих характеристик керамических высокотемпературных сверхпроводников на основе иттрия с различными атомами примеси (Fe, Ni, Co, Na) и разными объемными плотностями при облучении электронами с энергией 4 МэВ и 8 МэВ в интервале доз от 10^{13} эл/см² до $2 \cdot 10^{18}$ эл/см².

(а). Установлено, что температура начала перехода в сверхпроводящее состояние T_c^{on} ВТСП флуктуирует в интервале 1-3 К при облучении дозами до $2 \cdot 10^{18}$ эл/см². Дальнейшее увеличение дозы облучения приводит к резкому снижению T_c^{on} .

(б). Показано, что температура установления слабых связей между гранулами T_m^J сверхпроводника $YBa_2Cu_{3-x}M_xO_y$ (M=Cu, Fe, Na; x=0; x=0,01) при облучении дозами до $2 \cdot 10^{17}$ эл/см², также флуктуирует в интервале 1-3 К и резко уменьшается при дальнейшем росте дозы облучения.

(в). Установлено, что температура начала перехода в сверхпроводящее состояние T_c^{on} сверхпроводника $YBa_2Cu_{3-x}M_xO_y$ с различными типами атомов примесей и их концентрацией проявляет флуктуационный характер и изменяется в интервале от 90 К до 92 К в зависимости объемной плотности и концентрации примесей. Найдено, что температура межгранульного пика потери T_m^J , в отличие от T_c^{on} , сильно зависит от наличия атомов примесей и резко уменьшается с увеличением их концентрации и объемной плотности образца.

(г). Установлено, что в облученном электронами керамическом ВТСП характер проявления эффекта старения зависит от дозы облучения, типа атомов примеси, времени и условий выдержки образцов.

5. Впервые установлено, что в керамических $YBa_2Cu_3O_x$ сверхпроводниках плотность динамических джозефсоновских вихрей, созданных низкочастотным синусоидальным магнитным полем, меньше плотности статических джозефсоновских вихрей, созданных статическим магнитным полем. При этом величина разности плотностей вихрей увеличивается с ростом частоты и/или амплитуды магнитного поля.

Впервые найдено, что динамический магнитный отклик в сверхпроводящих керамических сверхпроводниках $YBa_2Cu_3O_x$ зависит от скорости изменения энергии магнитного поля, и найдено эмпирическое выражение, описывающее экспериментальные данные. Показано, что вклад эффекта межвихревого взаимодействия в динамическом магнитном отклике заметный, но не доминирующий.

На основе анализа экспериментальных данных по изучению процесса проникновения джозефсоновских вихрей в сверхпроводящую керамику $YBa_2Cu_3O_x$, предложена модель, объясняющая полученные экспериментальные результаты. Предлагаемая модель основывается на деформации линии магнитного потока при движении джозефсоновских вихрей вследствие неоднородного распределения центров пиннинга по их силе и по объему образца керамического ВТСП.

Практическая значимость работы

Результаты, полученные при изучении радиационных эффектов в МДП-структурах и сверхпроводящих средах являются важными с прикладной точки зрения.

1. Показано, что радиационная стойкость структуры M-SiO₂-Si может быть

повышена до 4 раз, если в качестве материала полевого электрода вместо алюминия, широко используемого в технологии производства электронных приборов, применить другие материалы, например, Au, Ag, Cu, Ni, Zn.

2. Создана двухмостовая установка для измерения параметров МДП-структуры, исключая влияние эффектов нестабильностей на результаты измерений в широком диапазоне частот от 200 Гц до 1 МГц. Создан специализированный вариант двухмостовой установки полной проводимости для экспрессного измерения параметров МДП-структур в лабораторных и производственных условиях и использован на производстве МДП интегральных схем для контроля качества этих приборов в предприятии СКТЬ ВТ ПО "ПОЗИСТОР".

3. Создана установка для измерения динамических магнитных характеристик высокотемпературных сверхпроводников при низких частотах магнитного поля с временным разрешением 10 мс, позволяющая исследовать динамику джозефсоновских вихрей в керамических сверхпроводниках в интервале частот синусоидального магнитного поля от 0,01 Гц до 90 Гц.

4. Применение модели деформации линии магнитного потока при движении джозефсоновских вихрей в сверхпроводящей среде керамического ВТСП с неоднородными центрами пиннинга могут быть использованы для оценки степени неоднородностей силы пиннинга в керамических высокотемпературных сверхпроводниках.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Природа радиационных поверхностных центров в структуре M-SiO₂-Si зависит от вида радиации (γ -кванты $E_{\max} = 12$ кэВ, электроны $E_e = 4$ МэВ, 8 МэВ, 50 МэВ, ионы мышьяка $E_{As} = 10$ кэВ, 40 кэВ). Зависимость энергетических спектров поверхностных центров от вида радиации как следствие механизма взаимодействия бомбардирующих частиц с атомами компонентов МДП-структуры.
2. Скорость накопления радиационных поверхностных центров на границе раздела SiO₂-Si зависит от типа материала полевого электрода, в случае алюминия скорость увеличивается в 3-4 раза по сравнению с Au, Ag, Cu, Ni, Zn.
3. Сечение захвата радиационных поверхностных центров не зависит от их природы в структуре M-SiO₂-Si и экспоненциально уменьшается в зависимости от величины плотности заряженных ловушек. Зависимость сечения захвата ПС, как следствие локализации радиационных поверхностных центров по группам на границе раздела диэлектрик-полупроводник.
4. Межгранульные сверхпроводящие характеристики керамики YBa₂Cu_{3-x}M_xO_y сильно зависят от концентрации атомов примеси (Fe, Ni, Co, Na) и объемной плотности образца, а внутригранульные сверхпроводящие параметры проявляют слабую зависимость при воздействии вышеперечисленных факторов. Характер проявления эффекта старения в облученном электронами керамическом образце YBa₂Cu_{3-x}M_xO_y зависит от дозы облучения, типа атомов примеси и условий пострadiационной выдержки образцов.
5. Резкая деградация межгранульных сверхпроводящих параметров керамического YBa₂Cu_{3-x}O_y при облучении электронами 4 МэВ или 8 МэВ происходит при

существенно низких дозах, чем это имеет место в гранулах. Для межгранульной среды эта доза равна $2 \cdot 10^{17}$ эл/см², а внутри гранул – более чем $2 \cdot 10^{18}$ эл/см². До наступления резкой деградации сверхпроводящие характеристики флуктуируют в интервале 1-3 К.

6. Плотность джозефсоновских вихрей в сверхпроводящем керамическом $YBa_2Cu_{3-x}M_xO_y$ уменьшается при возрастании частоты и/или амплитуды приложенного синусоидального магнитного поля. Эффект уменьшения плотности вихрей как результат деформации линии магнитного потока вследствие неоднородного распределения центров пиннинга по их силе и по объему керамического $YBa_2Cu_3O_x$ сверхпроводника. Динамический магнитный отклик керамического $YBa_2Cu_3O_x$ зависит от скорости изменения энергии магнитного поля в интервале частот от 0,01 Гц до 0,5 Гц.
7. Энергетические потери абрикосовских вихрей внутри гранул в керамическом образце $YBa_2Cu_{3-x}M_xO_y$ зависит от частоты магнитного поля, свидетельствующее о том, что поведение абрикосовских вихрей внутри гранул, возможно, похоже на поведение джозефсоновских вихрей в керамических ВТСП материалах.
8. Двухмостовая методика измерения параметров МДП-структуры, исключающая влияние эффектов нестабильностей на установлении поверхностного потенциала полупроводника. Методика измерения динамических магнитных характеристик сверхпроводящих керамических высокотемпературных сверхпроводников в области частот магнитного поля от 0,01 Гц до 90 Гц с временным разрешением 10 мс.

Достоверность полученных результатов и обоснованность научных положений и выводов, сформулированных в диссертации, обеспечивается воспроизводимостью и широким набором экспериментальных данных исследуемых объектов, полученных применением комплексов современных экспериментальных физических методов, согласием с данными ряда результатов, полученными другими авторами.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях: 11th International Symposium on materials in a space environment, 15-18 September (2009), Aix in provence, France; ISTC Workshop, Perspective materials, devices and structures for space applications, 26-29 May (2009) Yerevan, Armenia; ISTC international Workshop, Advanced X-ray Imaging, June 16-18 (2009) Yerevan-Tsakhkadzor, Armenia; 50th Annual Conference of Physical Society of Austria, 25-29 September, (2000), University of Graz, Graz, Austria; Stripes and High Temperature Superconductivity, September 25-30, (2000), Rome; Вторая национальная конференция по Полупроводниковой Микроэлектронике, Май 21-24, (1999), Дилижан, Армения; EUROPEAN RESEARCH CONFERENCE on Electronic Structure of Solids and Surfaces: Challenges in predictive descriptions of reaction dynamics and growth properties at surfaces, Lenggries (Bavaria), Germany, 18-23 September (1999); Proc. XI. Nat. Congress Research Activities in Radiochemistry, Radiation Chemistry, Nuclear and Radioelements Chemistry, Rome, Sept. 30 to Oct. 2, (1998) p.239-243; 4-th European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology, August 29 - September 2, (1995), Zurich, Switzerland; 9-th International Meeting on Radiation Processing, 11-16 September, (1994), Istanbul, Turkey; 13-th International Conference of Application of Accelerators in Research and Industry, November

(1994), Denton, Texas, USA; Международная конференция по использованию синхротронного излучения СИ-88, (1988), Новосибирск; VIII межотраслевое совещание по физике радиационных повреждений, ионно-лучевым и радиационным технологическим процессам, (1988), Харьков; Всесоюзный семинар по радиационной физике твердого тела - "Новые Экспериментальные Методы в Радиационной Физике Полупроводников", (1985), Ереван; Всесоюзная конференция "Радиационная физика полупроводников и родственных материалов", (1984), Ташкент; VII Международная конференция по ионной имплантации, (1983), Вильнюс.

Публикации

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в период 1972-2011 г.г. в виде научных статей и трудов в вышеперечисленных конференциях и совещаниях – всего 36 публикаций.

Личный вклад автора

Диссертация является обобщением многолетних исследований автора с 1972 года, выполненных непосредственно им и заключающихся в общей постановке цели и задач исследования, обработке и анализе результатов, интерпретации и обобщении полученных данных, формулировке выводов. Выносимые на защиту положения представляют результаты диссертации, в получении которых участие соискателя было основным или существенным. Автором созданы новые экспериментальные установки, а также разработаны соответствующие методики по измерению электрических параметров МДП-структур и динамических магнитных характеристик высокотемпературных сверхпроводников.

Структура диссертации

Диссертация состоит из Введения и 7 глав, включающих литературный обзор (глава I) и шести глав, содержащих оригинальные результаты, Заключение и Списка литературы из 281 наименований. Материал диссертации изложен на 236 страницах, включая 5 таблиц и 69 рисунка.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы исследований, формулируются цели, задачи работы и результаты, выносимые на защиту, отмечена научная новизна и практическая ценность, указан личный вклад соискателя.

В первой главе приводится литературный обзор, содержащий основные представления о физических процессах, протекающих в твердых телах при облучении различными частицами высоких энергий, а также воздействия ионизирующего излучения на физические характеристики границы раздела твердых тел: граница раздела диэлектрик-полупроводник в МДП-структурах и граница раздела между нанозернами в керамических ВТСП материалах.

Во второй главе приведено описание экспериментальных методов исследования параметров поверхностных центров на границе раздела Д-П в МДП-структурах, а также приводятся особенности облучения образцов различными видами радиации и технические характеристики исследованных МДП-структур.

В настоящей работе для измерения плотности ПС, лежащих от уровня Ферми до края зоны проводимости полупроводника была использована температурная методика. Этот метод базируется на перезарядке ПС в процессе понижения температуры образца и на поддержании условия плоских зон поверхности полупроводника. Емкостные методы исследования, в основном, используют при высоких плотностях ПС и дают информацию о плотности ПС и накопленном заряде в диэлектрике. Наиболее точные и надежные результаты о параметрах ПС дает метод полной проводимости МДП-структуры. Детальное и всестороннее обсуждение этого метода провели Николиан и Гоетцбергер [3]. Метод полной проводимости позволяет измерять энергетическую зависимость плотности ПС $N_{ss}(E)$, сечение захвата носителей σ_n , постоянная времени этих центров $\bar{\tau}_m$, а также получить информацию о неравномерности распределения заряда на поверхности в системе Д-П, приводящая к флуктуации величины поверхностного потенциала полупроводника. Суть этого метода заключается в том, что при измерении емкостных характеристик МДП-структуры параллельно измеряется также ее активная составляющая проводимости G_m в интервале частот от 100 Гц до 1 МГц. Процесс

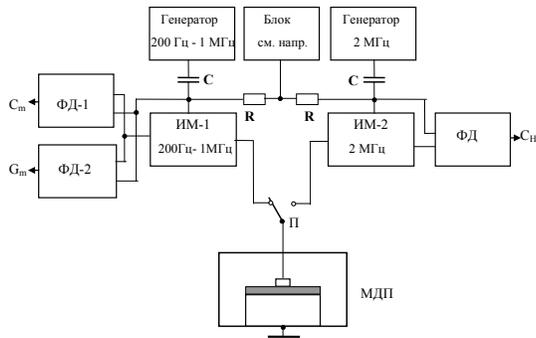


Рис.1.Блок схема двухмостовой установки: ФД, ФД-1, ФД-2 – фазовые детекторы; ИМ-1, ИМ-2-измерительные мосты; П – переключатель образца к мостам.

измерения по этой методике включает многократное установление определенных значений поверхностного потенциала полупроводника ψ_s , которое обычно делается установлением на полевом электроде заранее найденных соответствующих величин постоянного смещающего напряжения [3]. Однако, как показывают экспериментальные исследования, вследствие присутствия в диэлектрике подвижных ионов после каждого цикла измерений найденное соответствие между поверхностным потенциалом и смещающим напряжением нарушается [3]. Поскольку $\bar{\tau}_m$ и σ_n ПС имеют экспоненциальную зависимость от ψ_s , следовательно, небольшие неточности установления ψ_s могут привести к существенным ошибкам при определении величин $\bar{\tau}_m$ и σ_n . С целью исключения эффектов нестабильности в МДП-структурах была разработана методика и изготовлена двухмостовая установка для измерения полной проводимости. Принцип, который лежит на основе двухмостовой установки, заключается в том, что для установления нужного значения ψ_s используется измеренное значение высокочастотной емкости C_{HF} МДП-структуры. Зависимость ψ_s от C_{HF} не чувствительна к гистерезисным эффектам и точность установления ψ_s определяется точностью измерения C_{HF} . Для нашей установки она составляет величину меньше чем $0,1 k_B T/q$ при комнатной

температуре. Процесс измерения по этой методике включает многократное установление определенных значений поверхностного потенциала полупроводника ψ_s , которое обычно делается установлением на полевом электроде заранее найденных соответствующих величин постоянного смещающего напряжения [3]. Однако, как показывают экспериментальные исследования, вследствие присутствия в диэлектрике подвижных ионов после каждого цикла измерений найденное соответствие между поверхностным потенциалом и смещающим напряжением нарушается [3]. Поскольку $\bar{\tau}_m$ и σ_n ПС имеют экспоненциальную зависимость от ψ_s , следовательно, небольшие неточности установления ψ_s могут привести к существенным ошибкам при определении величин $\bar{\tau}_m$ и σ_n . С целью исключения эффектов нестабильности в МДП-структурах была разработана методика и изготовлена двухмостовая установка для измерения полной проводимости. Принцип, который лежит на основе двухмостовой установки, заключается в том, что для установления нужного значения ψ_s используется измеренное значение высокочастотной емкости C_{HF} МДП-структуры. Зависимость ψ_s от C_{HF} не чувствительна к гистерезисным эффектам и точность установления ψ_s определяется точностью измерения C_{HF} . Для нашей установки она составляет величину меньше чем $0,1 k_B T/q$ при комнатной

температуре. Блок схема двухмостовой установки представлена на рис.1. Аппаратура состоит из двух отдельных измерительных мостов. Первый из них позволяет измерять полную проводимость ($C_m - V$ и $G_m - V$ характеристики) МДП-структуры в области частот от 200 Гц до 1 МГц, а при помощи второго моста измеряются высокочастотные вольт емкостные характеристики ($C_{HF} - V$) на частоте 2 МГц. Чувствительность по активной проводимости составляет $\Delta G = 10^{-12} f$ Сим при максимальном значении $G_{\max} = 10^3 \Delta G$ Сим, где f – частота измерительного сигнала. Чувствительность по емкости составляет $\Delta C = 0.05$ пФ при максимальном значении $C_{\max} = 200$ пФ. Для проверки точности измерения по G были использованы контрольные сопротивления, предварительно измеренные на измерителе импеданса типа VM-507 Tesla. Точность измерения активной составляющей для нашей установки составляла $\pm 7\%$. По емкости точность измерения была проверена с помощью моста VM-400G Tesla и составила $\pm 0,2\%$. Высокочастотный мост схематично выполнен по аналогии с измерительным мостом и работает на частоте 2 МГц с амплитудой измерительного напряжения 4 мВ.

Для облучения образцов M-SiO₂-Si были выбраны несколько видов радиации.

Первый вид радиации – чисто ионизационный – синхротронное излучение (СИ) с характеристической энергией квантов $h\nu = 12$ кэВ. Кванты с такой энергией практически не вызывают каких либо объемных радиационных эффектов в кристалле, однако они способны эффективно генерировать радиационные ПС на границе раздела Д-П. Источником СИ служил канал синхротронного излучения Ереванского электронного ускорителя.

Второй вид радиации – преимущественно ионизационный – релятивистические электроны с энергией 4 МэВ, 8 МэВ и 50 МэВ, которые способны создавать радиационные дефекты в объеме кристалла, в том числе и кластерные образования. Облучение образцов электронами проводилось на импульсных линейных ускорителях ЭЛУ-4 и ЭЛУ-8 с энергией 4 МэВ и 8 МэВ соответственно, а облучение электронами с энергией 50 МэВ проведено на линейном ускорителе Ереванского синхротрона. Длительность импульсов тока для ускорителей ЭЛУ-4 и ЭЛУ-8 составляла 5 мкс, а частота повторения 200 Гц. Для линейного ускорителя с энергией электронов 50 МэВ длительность импульсов тока была 25 мс с частотой повторения 50 Гц. Доза облучения контролировалась при помощи измерения среднего значения тока электронного пучка линейных ускорителей цилиндром Фарадея и времени облучения.

Третий вид радиации – ударно-ионизационный – выбраны короткопробежные ионы мышьяка с энергией 10 кэВ и 40 кэВ, которые падали со стороны диэлектрика. В этом случае бомбардирующие ионы мышьяка не достигают границы раздела SiO₂-Si, поскольку пробеги ионов в диэлектрике составляют 10 нм и 25 нм соответственно, что намного меньше толщины диэлектрического слоя (100-120 нм). Ионная бомбардировка проводилась на установке ИЛУ-3 ионами мышьяка. Облучение всеми видами радиации проводилось при комнатной температуре.

Большинство электронных приборов МДП системы основаны на структурах M-SiO₂-Si с термическим окислением. Поэтому в данной работе в качестве исследуемого объекта была выбрана именно эта структура. В некоторых случаях в качестве диэлектрика был использован также нитрид кремния (M-Si₃N₄-Si). Толщина диэлектрика составляла 80-350 нм и была выращена на n-типа кремния. Кристаллы кремния были вырезаны по кристаллографической плоскости [100] и концентрация электронов в

объеме кристалла составляла от $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до 10^{15} см^{-3} . Толщина окисла измерялась лазерным эллипсометром типа ЛЭМ-3М. Полевой электрода на окисле был нанесен вакуумным напылением (при давлении 10^{-4} тор) на холодную подложку $\text{SiO}_2\text{-Si}$. С этой целью в основном, использовался Al. Были использованы также металлы Au, Ag, Cu, Ni, Zn. Площадь полевого электрода составляла $0,15\text{-}0,25 \text{ мм}^2$. Тыловой контакт выполнен нанесением пасты GaZn (1:4) на чистую поверхность кремния. Отжиг образцов проводился в атмосфере сухого азота, а температура контролировалась ртутным термометром с точностью $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$.

В третьей главе приведены результаты исследования влияния внешних факторов на процесс образования радиационных дефектов в МДП-структурах. С целью изучения влияния вида материала полевого электрода на радиационное накопление ПС в МДП-структурах в настоящей работе были исследованы структуры $\text{M-SiO}_2\text{-Si}$ с различными металлическими электродами: Al, Au, Ag, Cu, Zn, Ni. Все материалы электродов были нанесены вакуумным напылением на одном и том же образце и облучались электронами с энергией 50 МэВ и дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ эл/см}^2$. На рис.2 представлена энергетическая зависимость плотности радиационных ПС $N_{ss}(E)$ структуры $\text{M-SiO}_2\text{-Si}$ с различными материалами полевого электрода. Видно, что скорость накопления радиационных ПС при облучении под алюминиевым электродом сильно отличается от остальных (около 3-4 раз). На рис.2 видно также, что характер спектрального распределения ПС $N_{ss}(E)$ одинаков для всех материалов, а также для структуры $\text{Al-SiO}_2\text{-Si}$ при нанесении полевого электрода до и после облучения электродами. Для выяснения причины появления этого эффекта были проведены дополнительные исследования: варьируя толщину SiO_2 (50-300 нм) и алюминиевого электрода (50-500 нм), вместо SiO_2 использовали нитрид кремния Si_3N_4 со всеми типами материалов электродов, использованных для SiO_2 . Проведенные исследования показали, что anomальное увеличение скорости генерации радиационных ПС в структуре $\text{Al-SiO}_2\text{-Si}$ при облучении наблюдается только при адгезионной связи алюминиевого электрода с SiO_2 .

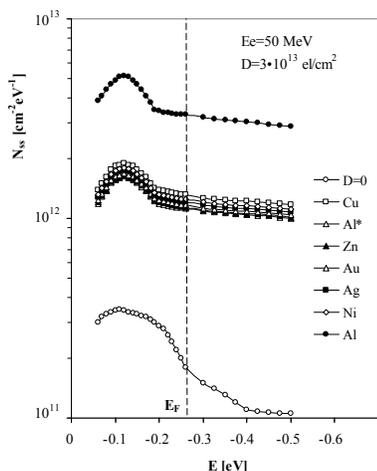


Рис.2. Энергетическая зависимость плотности радиационных ПС на границе раздела Si-SiO_2 . Все электроды на SiO_2 нанесены вакуумным напылением до облучения кроме Al^* , который нанесен после облучения.

На рис.3 представлены спектры плотности радиационных ПС при облучении синхротронным излучением, электронами с энергией 50 МэВ и короткопробежными ионами мышьяка с энергией 10 кэВ и 40 кэВ. Из сравнений этих кривых, видно, что спектры ПС, возникающих при облучении быстрыми электронами и синхротронным излучением, аналогичны, а при ионной бомбардировке наблюдается существенное

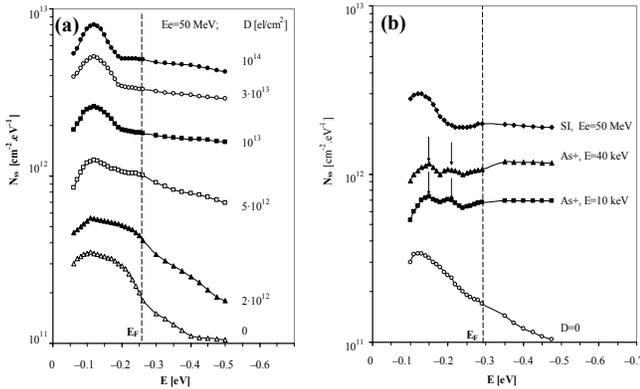


Рис.3. Энергетическая зависимость плотности радиационных ПС при облучении структуры SiO₂-Si электронами (а), ионами мышьяка дозой 1 мкКл/см² и синхротронным излучением SI (b).

плотности ПС, обусловленные дефектами с глубиной залегания $E_c = 0,15$ эВ и $E_c = 0,21$ эВ. Образование таких уровней заметно и на кривой $E_{As} = 10$ кэВ. Радиационные дефекты с такой глубиной залегания наблюдались ранее в случае, когда бомбардирующие ионы проникали непосредственно в кремниевую мишень. Они представляют собой радиа-

отличие в характере энергетической зависимости ПС.

На рис.3 (b) видно, что ионная бомбардировка приводит не только к быстрому возрастанию величины плотности ПС во всем исследованном интервале энергии, но и изменяет характер энергетической зависимости $N_{ss}(E)$. На кривой, соответствующей облучению

ионами мышьяка с энергией 40 кэВ, хорошо видны два пика плотности ПС, обусловленные дефектами с глубиной залегания $E_c = 0,15$ эВ и $E_c = 0,21$ эВ. Образование таких уровней заметно и на кривой $E_{As} = 10$ кэВ. Радиационные дефекты с такой глубиной залегания наблюдались ранее в случае, когда бомбардирующие ионы проникали непосредственно в кремниевую мишень. Они представляют собой радиа-

ционные нарушения, возникающие в Si при взаимодействии простейших точечных дефектов, созданных налетающими ионами, с атомами примесей или друг с другом. Эволюция спектральных кривых плотности радиационных ПС при изохронном отжиге ($t=10$ мин.) структуры Al-SiO₂-Si представлена на рис.4(a). Видно, что при отжиге трансформация кривых $N_{ss}(E)$ качественно

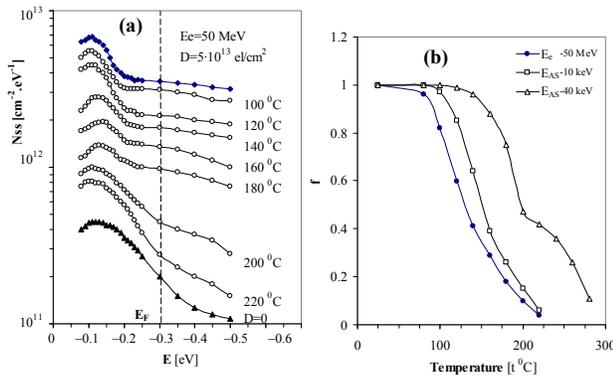


Рис.4. Энергетическая зависимость плотности ПС структуры SiO₂-Si при отжиге (а) и температурная зависимость доли (f) отожженных ПС при изохронном отжиге структуры SiO₂-Si (b).

повторяют дозовую зависимость плотности ПС, только в обратной последовательностью (см. рис.3 (а)). Аналогичная картина наблюдается и при исследовании процесса отжига радиационных ПС, созданных в структуре Al-SiO₂-Si при синхротронном облучении. На рис. 4(б) представлен процесс изохронного отжига, где видно, что отжиг центров, возникающих при бомбардировке ионами мышьяка с энергией 40 кэВ (кривая E=40 кэВ), происходит в двух стадиях: с медианой температурами T₁ ≈ 180 °С и T₂ ≈ 240 °С. Для образцов, облученных электронами (кривая E_c=50 МэВ, на этом же рисунке), характерна одна стадия отжига с медианой температурой около 140 °С. Значительное отличие наблюдается и для энергии активации отжига этих центров. Так, энергия активации отжига ПС, соответствующая первой стадии, составляет 1,7 ± 0,2 эВ, а для второй стадии – 2,8 ± 0,3 эВ. Для объяснения такого различия в поведении радиационных ПС, возникающих при ионной бомбардировке, в процессе накопления и последующего отжига предложен новый механизм образования радиационных ПС на границе раздела Д-П. Он основан на том, что возникающие в области торможения бомбардирующих ионов радиационные дефекты (смещенные атомы кремния, кислорода, примеси и их вакансии) мигрируют к границе раздела Д-П и через нее в Si, где они способны образовать смещение атомов кремния. При этом в МДП-структуре должны возникнуть радиационные дефекты двух типов: в окисле у границы с Si и в приповерхностном слое кремния.

Таким образом, на основании полученных результатов можно заключить, что природа радиационных поверхностных центров в структуре SiO₂-Si зависит от вида радиации.

В четвертой главе приведены результаты исследования сечения захвата σ_n и постоянной времени радиационных ПС при их накоплении и последующем отжиге. На основании анализа полученных результатов предлагается модель “самоэкранировки”, основанная на локализации радиационных ПС по группам на поверхности границы раздела Д-П. В рамках этой модели проведена оценка параметров группировок ПС. Исследование временных характеристик ПС важно, поскольку оно может дать сведения

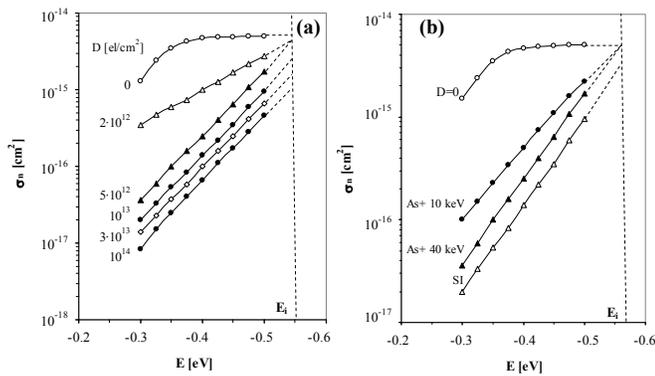


Рис.5. Энергетическая зависимость сечения захвата ПС созданных электронным облучением (а); ионами мышьяка и синхротронным излучением (б).

о взаимном влиянии центров и тем самым стать источником информации о пространственном распределении этих центров.

На рис.5 представлена зависимость σ_n радиационных ПС от энергии в запрещенной зоне кремния при облучении различного вида радиацией. Видно, что $\sigma_n(E)$ необлученного образца имеет постоянную величину вблизи середины запре-

щенной зоны полупроводника и, начиная с энергией $E_c - 0,35 \text{ эВ}$, наблюдается экспоненциальный спад при приближении к уровню Ферми. Такой вид зависимости $\sigma_n(E)$ хорошо согласуется с литературными данными [3]. В облученных же образцах наблюдается существенное изменение в характере зависимости $\sigma_n(E)$ от энергии при всех дозах, и сечение захвата уменьшается с ростом дозы облучения. Из этого рисунка видно также, что на характер изменения кривых $\sigma_n(E)$ оказывают сильное влияние начальные дозы облучения до $5 \cdot 10^{12} \text{ эл/см}^2$. Сопоставляя экспериментальные данные, приведенные на рис.5 и рис.3, можно заметить, что характер энергетической зависимости $\sigma_n(E)$ значительно изменяется при плотностях ПС $N_{ss} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. Такое изменение продолжается до величины плотности ПС около $N_{ss} \approx 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$, и дальнейшее увеличение плотности ПС приводит лишь к небольшому параллельному смещению вниз кривой $\sigma_n(E)$.

Результаты по измерению $\sigma_n(E)$ при отжиге образцов, облученных быстрыми электронами, приведены на рис.6. Видно, что картина изменения характера $\sigma_n(E)$ качественно повторяется и соответствует процессу накопления только в обратном порядке.

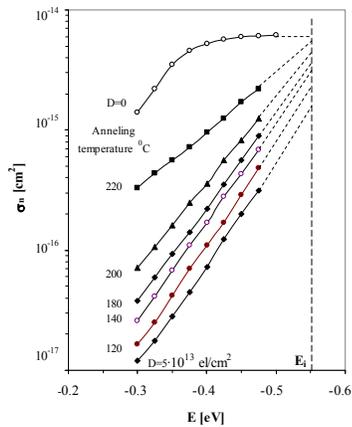


Рис.6. Энергетическая зависимость сечения захвата ПС структуры $\text{SiO}_2\text{-Si}$ облученной электронами с энергией 50 МэВ и после изохронного отжига ($t=10$ мин) при различных температурах.

На рис.7 представлена зависимость сечения захвата ПС от числа электронов, захваченных на ПС при различных плотностях ПС. Как видно для данного значения плотности ПС сечение захвата имеет экспоненциальную зависимость от числа носителей захваченных на ПС. Эти экспериментальные результаты можно объяснить предложенной

Если сопоставить кривые изменения $\sigma_n(E)$ и $N_{ss}(E)$ при отжиге, то видно, что существенное изменение характера зависимости сечения захвата от энергии наблюдается при значениях плотности ПС от $N_{ss} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ до $N_{ss} \approx 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. Тот факт, что изменение характера сечения захвата $\sigma_n(E)$ радиационных ПС имеет качественно идентичную картину при облучении различными видами радиации и последующем отжиге и существенное изменение в характере энергетической зависимости сечения захвата наблюдается в обоих случаях примерно при одинаковых величинах плотности ПС, можно заключить:

- (а). Природа радиационных поверхностных состояний не влияет на характер энергетической зависимости сечения захвата этих центров.
- (б). Определяющим фактором в изменении характера энергетической зависимости сечения захвата радиационных ПС является величина плотности этих центров.

моделью “самозранировки”. Согласно этой модели предполагается, что радиационные ПС геометрически распределены по группам на поверхности раздела Д-П. Уровни в группе и их энергетическое распределение в запрещенной зоне полупроводника имеют статистический характер. В такой модели центры будут заполняться строго по очереди, т.е. захват заряда должен происходить свободным глубоким уровнем в группе. Когда

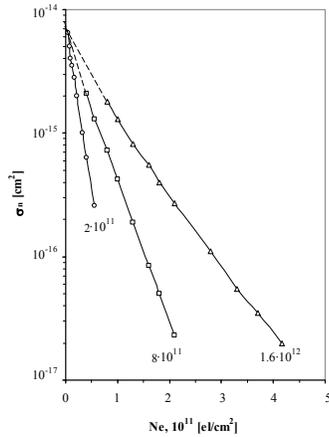


Рис.7. Зависимость сечения захвата ПС от числа электронов, захваченных на ловушки при различных значениях ПС. Цифрами на кривых указаны средние значения плотности ПС N_{ss} [$\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$].

заполняются некоторые ловушки в группе, то электрическое поле захваченных зарядов экранирует незаполненные центры, создавая потенциальный барьер, который препятствует захвату электрона (для n-Si) незаполненным центром в этой же группе и тем самым уменьшает их вероятность захвата.

Проведенные оценочные расчеты параметров группы при туннельном механизме захвата носителей на ПС для случая, когда в группе заполнен один центр и происходит захват второй ловушкой этой же группы показали, что среднее расстояние между группами $a \approx 35$ нм, среднее расстояние между ПС внутри группы $\Delta \approx 1,3$ нм.

В рамках модели “самозранировки” можно объяснить также и другие экспериментальные результаты, наблюдаемые при исследовании параметров ПС. Согласно этой модели, вокруг одного (или нескольких) глубокого центра возникают более мелкие уровни и поскольку число и энергетическое расположение в запрещенной зоне полупроводника этих уровней в группе распределено статистически, то качественно можно утверждать:

- (а). Эти уровни обладают квазинепрерывным энергетическим спектром;
- (б). Энергетическая зависимость сечения захвата и энергетический спектр плотности ПС, созданных при одинаковых условиях, должны зависеть от кристаллографической ориентации поверхности кристалла.

Таким образом, исследование поведения сечения захвата радиационных ПС при их накоплении и отжиге показало, что:

- (а). Сечение захвата радиационных ПС имеет экспоненциальный характер изменения в зависимости от энергии в запрещенной зоне полупроводника и не зависят от природы этих центров и определяется плотностью заряженных ловушек.
- (б). Характер энергетической зависимости сечения захвата радиационных ПС можно объяснить предложенной моделью “самозранировки”, основанной на локализации поверхностных ловушек по группам, случайно распределенных на границе раздела Д-П.

В пятой главе приведена краткая характеристика и особенности высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [4]. Представлены результаты экспериментального исследования влияния различных концентраций атомов примеси некоторых элементов

(Fe, Ni, Cr) и данные о влиянии объемной плотности образца на сверхпроводящие характеристики керамических ВТСП.

Параметры керамических ВТСП были исследованы методом измерения комплексной магнитной восприимчивости $\chi(T) = \chi'(T) - i\chi''(T)$ (см. гл.VII). Исследовалось поведение следующих параметров ВТСП: температура начала перехода в сверхпроводящее состояние гранул T_c^{on} , которая соответствует появлению диамагнетизма на кривой

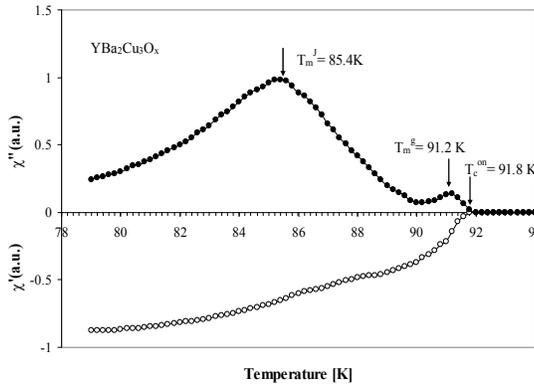


Рис.8. Типичная температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T) = \chi'(T) - i\chi''(T)$ керамики $YBa_2Cu_3O_y$. Амплитуда магнитного поля $h_0 = 1$ Э, частота 1 кГц.

$\chi'(T)$; температура пика энергетических потерь абрикосовских вихрей в гранулах T_m^g , которая соответствует условию, когда магнитное поле проникает в весь объем гранул; температура пика T_m^J , которая обусловлена энергетическими потерями джозефсоновских вихрей в межгранульной среде и соответствует условию, когда магнитное поле проникает в весь объем керамического образца (см. рис.8.). Отметим, что значения T_m^g и T_m^J зависят от величины амплитуды магнитного поля и сверхпроводящих характеристик ВТСП.

Таблица 1. Содержания атомов железа в ВТСП и объемная плотность керамических $YBa_2Cu_{3-x}Fe_xO_y$ образцов.

Образец	#0	#1	#2	#3	#4	#5	#6*
Содержание железа x	0	0,002	0,003	0,005	0,007	0,01	0,01
Плотность, г/см ³	5.29	5.22	4.74	4.61	3.92	5.00	3.8

На рис.9 представлены кривые $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ для керамики $YBa_2Cu_{3-x}Fe_xO_y$ ($0 \leq x \leq 0.01$) с различными значениями содержания атомов железа (Fe^{57}) и зависимости от объемной плотности образцов (см. также табл.1). Как видно, с ростом концентрации железа температура T_m^J пика кривых $\chi''(T)$ и соответствующие точки перегиба кривых $\chi'(T)$ смещаются к низким температурам. Одновременно наблюдается также увеличение ширины сверхпроводящего перехода на кривых реальной части $\chi'(T)$. Сильная зависимость сверхпроводящих свойств межгранульной среды от объемной плотности хорошо видна для образца #5 на рис.9, для которого температура T_m^J сместилась ниже

температуры жидкого азота, тогда как для образца #6* при такой же концентрации железа эта температура $T_m^J = 88,8$ К.

Разность плотностей образцов может привести к дефициту атомов кислорода в ВТСП, неравномерности распределения атомов железа по объему, изменению

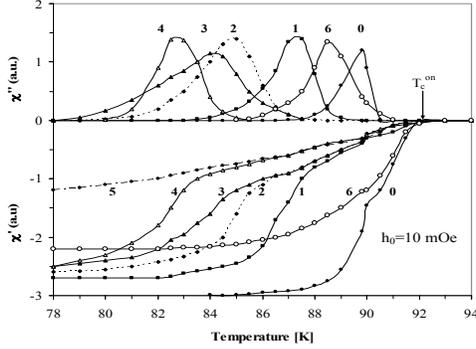


Рис.9. Температурные зависимости реальной $\chi'(T)$ и мнимой $\chi''(T)$ частей магнитной восприимчивости исследованных образцов с различными значениями содержания Fe и объемными плотностями. Цифры на рисунке соответствуют образцам #0, #1, #2, #3, #4, #5, #6 соответственно (см. таб.1).

пористости, которые также могут вызвать увеличение ширины сверхпроводящего перехода $\chi'(T)$. Зависимость T_m^J от концентрации атомов железа при фиксированных значениях амплитуды магнитного поля h_0 , представлена на рис.10(a). Для этих кривых характерно, что они проявляют плато при концентрации железа при $0,003 \leq x \leq 0,007$.

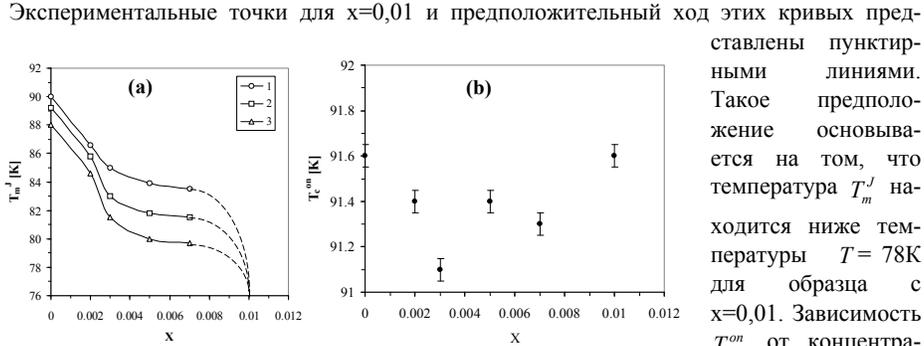


Рис.10. Зависимость температуры пика потерь в межгранульной среде T_m^J керамического $YBa_2Cu_{3-x}Fe_xO_y$ от концентрации атомов железа x при амплитуде магнитного поля h_0 (Э): (1) – 0.025; (2) – 0.1; (3) – 0.3 (a) и температуры начало перехода в сверхпроводящее состояние T_c^{on} (b) (при $h_0 = 10$ мЭ).

атомов железа проявляет статистический характер и слабо изменяется в окрестности своего среднего значения. Такое поведение T_c^{on} , вероятно, связано с дисперсией параметров a, b, c элементарной ячейки $YBa_2Cu_{3-x}Fe_xO_y$. Отметим, что T_c^{on} в зависимости

представлены пунктирными линиями. Такое предположение основывается на том, что температура T_m^J находится ниже температуры $T = 78$ К для образца с $x=0,01$. Зависимость T_c^{on} от концентрации атомов железа в $YBa_2Cu_{3-x}Fe_xO_y$ представлена на рис.10(b). Видно, что T_c^{on} в зависимости от концентра-

от объемной плотности также имеет флуктуационный характер в небольшом интервале температур от 91К до 92К.

Таким образом, полученные данные показывают, что внутригранульные сверхпроводящие характеристики керамического $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{M}_x\text{O}_y$ слабо чувствительны к присутствию различных атомов примеси (Fe, Al и Cr) и изменению плотности образца. Однако межгранульные сверхпроводящие характеристики керамического $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{M}_x\text{O}_y$ образца проявляют сильную чувствительность по отношению к атомам примесей и резко изменяются с увеличением их концентрации и объемной плотности образца.

В шестой главе представлены результаты исследования влияния облучения электронами с энергией 8 МэВ и 4 МэВ в интервале доз от 10^{13} эл/см² до $2 \cdot 10^{18}$ эл/см² на сверхпроводящие характеристики ВТСП материала на основе иттрия, содержащего различные атомы примеси. Результаты исследования влияния электронного облучения на критические температуры T_c^{on} , T_m^g и T_m^J представлены на рис.11. Видно, что T_m^J проявляет немо-
нотонную зависимость до величины дозы около $D=10^{17}$ эл/см² (кривые 4, 5, 6). Однако, начиная с $D=2 \cdot 10^{17}$ эл/см² наблюдается резкое уменьшение T_m^J . После достижения дозы $D=3 \cdot 10^{17}$ эл/см² низкотемпературный пик на кривой $\chi''(T)$ вышел из рассматриваемого интервала температур. Температуры T_c^{on} и T_m^g увеличиваются при дозах $D=2 \cdot 10^{15}$ эл/см² и достигают своих максимальных значений при $D=10^{18}$ эл/см². Пунктирными линиями на рис.11 изображены предполагаемый ход $T_m^J(D)$ при $D > 2 \cdot 10^{17}$ эл/см² и $T_c^{on}(D)$ и $T_m^g(D)$ при $D \geq 2 \cdot 10^{18}$ эл/см².

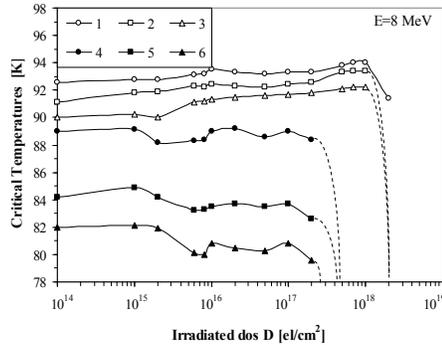


Рис.11. Дозовая зависимость критических температур керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.99}\text{Na}_{0.01}\text{O}_x$: (1) - T_c^{on} , при $h_0 = 0,05$ Э; (2), (3) - T_m^g , соответственно при $h_0 = 5$ Э; $h_0 = 22,5$ Э; (4), (5), (6) - T_m^J , соответственно при $h_0 = 1$ Э; $3,5$ Э; 5 Э. Частота измерений $f = 1$ кГц.

дозовой зависимости параметров T_c^{on} и T_m^J наличия атомов примеси в ВТСП не оказывают существенное влияние. В этом случае тоже наблюдается вышеописанное поведение этих параметров в зависимости от дозы облучения. Появление максимума на кривых $T_c^{on}(D)$ и $T_m^g(D)$ (см.рис.11) свидетельствует о том, что в процессе изменения этих параметров, вероятно, участвуют два конкурирующих механизма. Один из них – это упорядочения кристаллической решетки путем попадания межзельных атомов в свои “законные” узлы, приводящий к увеличению T_c^{on} и T_m^g . Это может происходить благодаря эффекту радиационностимулированной диффузии. Второй механизм – (радиационное разупорядочение) обусловлен смещением матричных атомов при

облучении из своих узлов. Однако при малых дозах, пока концентрация образованных радиационных дефектов мала по сравнению с концентрацией исходных собственных дефектов ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$), первый механизм превалирует и, следовательно, T_c^{on} и T_m^g продолжают расти.

Максимумы на $T_c^{on}(D)$ и $T_m^g(D)$ соответствуют дозе $D \approx 10^{18} \text{ эл/см}^2$, при которой роли радиационных дефектов и исходных собственных дефектов сравниваются.

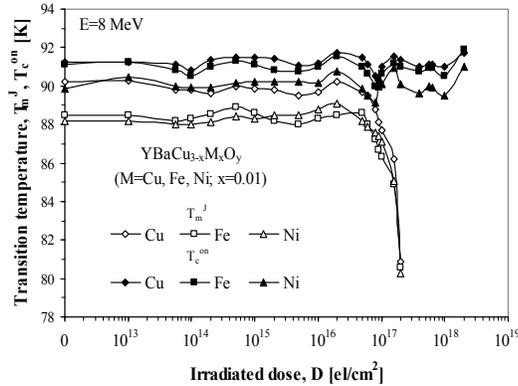


Рис.12. Дозовые зависимости T_m^J и T_c^{on} образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{M}_x\text{O}_y$ ($M=\text{Cu}, \text{Fe}, \text{Ni}; x=0,01$). На оси x приведены параметры ВТСП до облучения.

Появление максимумов этих параметров при облучении вероятно связано с реализацией эффекта “малых доз”, заключающегося в упорядочении кристаллической решетки гранул до некоторых значений дозы облучения. При дальнейшем росте дозы облучения существенно увеличивается роль механизма разупорядочения, что проявляется в резком убывании T_c^{on} и T_m^g . Приведенные данные на рис.12 показывают также, что в образцах с частичным замещением атомов меди атомами 3d элементов, приводит к уменьшению всех критических параметров.

Таким образом, приведенные выше данные показывают, что межгранульные сверхпроводящие характеристики керамического $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{O}_y$ более чувствительны к электронному облучению, чем внутригранульные сверхпроводящие характеристики. До наступления деградации сверхпроводящие параметры обеих сред проявляют не монотонное увеличение (2-3 градуса) относительно своих исходных значений.

На рис.13(a) и (b) представлены пострadiационные поведения T_c^{on} и T_m^J керамического $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{M}_x\text{O}_y$ ($M=\text{Fe}, \text{Ni}; \text{Co}; x=0; x=0,01$) после облучения быстрыми электронами с энергией 8 МэВ и выдержки при температуре 78 К (эффект “старения”). Как видно на рис.13(a), для всех образцов T_c^{on} проявляет максимум при $t_a \approx 2 \cdot 10^5 \text{ с}$ и после выдержки значения T_c^{on} приближаются к их исходной величине. Эти данные показывают, что в процессе старения, вероятно, имеет место процесс диффузии или перемещение атомов на короткие расстояния внутри элементарной ячейки ВТСП.

Оценочное время диффузии атомов кислорода, когда T_c^{on} и T_m^J достигают к своим максимальным значениям, в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ составляет около $2,17 \cdot 10^5 \text{ с}$. Наши результаты показывают, что время появления максимумов T_c^{on} и T_m^J находится в интервале от 10^5 с до $3 \cdot 10^5 \text{ с}$, что совпадает с данными, полученными согласно этой модели.

Таким образом, можно заключить, что в керамическом $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{M}_x\text{O}_y$ ($\text{M}=\text{Fe}, \text{Ni}; \text{Co}; x=0; x=0,01$) при облучения электронами с энергией 8 МэВ и дозой $D=4 \cdot 10^{15}$ эл/см² и

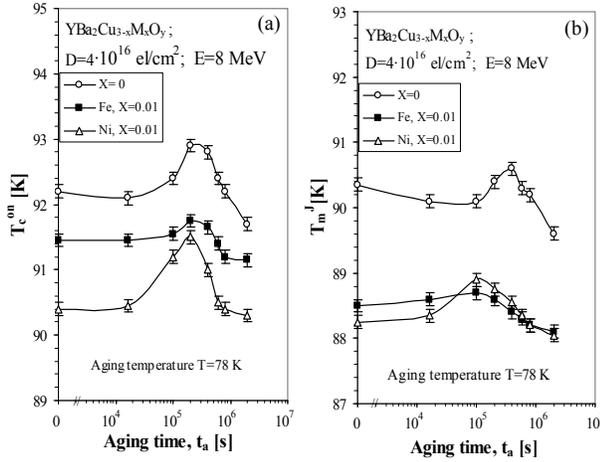


Рис.13. Зависимость T_m^J и T_c^{on} керамического $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{M}_x\text{O}_y$ ($\text{M}=\text{Fe}, \text{Ni}; x=0; x=0,01$) от времени выдержки t_a после облучения электронами. Указанные величины T_m^J и T_c^{on} на рисунке при $t=0$ соответствуют необлученным образцам.

ные при комнатной температуре в течение 400 дней показали, что все три параметра проявляют временную нестабильность в течение периода старения. T_c^{on} и T_m^g колеблются вокруг своих исходных значений на величину от 2 К до 3 К и далее почти восстанавливаются после года выдержки. Похожее поведение наблюдается для параметра T_m^J для образцов, облученных до дозы $D = 10^{16}$ эл/см². Для образцов, облученных до дозы $D = 10^{17}$ эл/см², T_m^J монотонно уменьшается и становится значительно ниже от своего исходного значения. Т.е. доза облучения 10^{17} эл/см² для параметра T_m^J близка к критической и вероятно в этом случае в образце происходят необратимые процессы.

Таким образом, исследования пострадиационные поведения сверхпроводящих характеристик (T_c^{on} , T_m^g , T_m^J) керамических $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ВТСП, облученные электронами с энергией 4 МэВ различными дозами и выдержанные при разных температурных условиях показало, что все три параметра проявляют временную нестабильность в течение периода старения и далее почти восстанавливаются, если доза облучения ниже критической (см. рис.11).

выдержки при температуре 78 К, вследствие эффекта старения наблюдаются максимумы параметров T_c^{on} и T_m^J в зависимости от времени выдержки t_a .

Величины максимумов зависят от типа атомов примеси, замещающего атомы меди на подрешетке меди. Результаты исследования пострадиационного поведения критических температур T_c^{on} , T_m^g и

T_m^J образцов керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, облученных электронами с энергией 4 МэВ различными дозами 10^{14} , 10^{15} , 10^{16} , 10^{17} эл/см² и выдержан-

В седьмой главе приведены экспериментальные результаты по исследованию поведения джозефсоновских вихрей в сверхпроводящей $YBa_2Cu_3O_x$ керамике в низкочастотном синусоидальном магнитном поле [5]. Основные экспериментальные результаты в настоящей работе были получены применением техники измерения магнитной восприимчивости ВТСП $\chi(T) = \chi'(T) - i\chi''(T)$ методом слабого переменного магнитного поля. Особенность этой методики заключается в том, что она позволяет исследовать динамику вихрей в керамических ВТСП в низкочастотном синусоидальном магнитном поле в интервале частот от 0,01 Гц до 90 Гц с временным разрешением 10 мс, а также измерить магнитную восприимчивость на частотах 1 кГц и 10 кГц в интервале амплитуды магнитного поля от 0,5 мЭ до 40 Э. При измерении по этой методике очень важно выбор величин амплитуды h_0 и частоты f_m измерительного

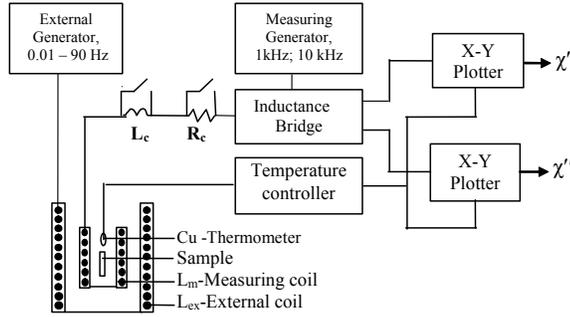


Рис.14. Блок-схема установки для измерения комплексной магнитной восприимчивости ВТСП материалов: L_c ($80 \mu H$) и R_c (5Ω) калибровочные индуктивность и сопротивление с переключателями.

ее относительное изменение $\Delta\chi'(T) = (\chi'_0 - \chi'(T)) / \chi'_0$, где $\chi'(T)$ текущее значение $\chi'(T)$, а χ'_0 величина $\chi'(T)$ при которой имеет место полное экранирование ВТСП. На рис.15 (a) и (b) представлены температурные зависимости компонентов магнитной восприимчивости керамического образца $YBa_2Cu_3O_x$, измеренного при различных режимах магнитного поля. Для того чтобы сравнить проникающие способности постоянного и переменного магнитных полей в сверхпроводящую среду керамического $YBa_2Cu_3O_x$, из семейства кривых $\chi''(T)$ были выбраны те кривые, которым соответствуют одинаковые величины температуры пика энергетических потерь ($T_m^J = 87,2$ К). Эти данные показывают, что режим полного проникновения магнитного потока в межгранулную среду сверхпроводника при температуре $T_m^J = 87,2$ К имеет место при отношении величин постоянного поля к величине эффективного значения переменного поля с частотой 10 кГц равное около 60. Из этого следует, что проникающая способность магнитного потока в объем сверхпроводящего образца в

магнитного поля. Эти параметры необходимо выбирать так, чтобы вклад измерительного магнитного поля в значениях компонентов $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ был малым. Для наших исследований при частоте $f_m = 10$ кГц было найдено $h_0 = 2$ мЭ, а временное разрешение составляло 10 мс. На рис.14 представлена блок-схема измерительной установки. При исследовании динамических характеристик вихрей вместо величины χ' взято

случае статического и переменного полей сильно отличаются. На основе этих данных можно предположить, что джозефсоновские вихри, созданные в сверхпроводящем керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ статическим и переменным магнитными полями, имеют различные характеры.

Известно, что джозефсоновские вихри притягиваются поверхностью сверхпроводящего образца, вызванное взаимодействием со своим изображением [6]. Так как динамические и статические вихри имеют плотную упаковку, следовательно, можно предположить, что “эффективный диаметр” джозефсоновских вихрей увеличивается при их движении. Здесь необходимо отметить, что вихри в объеме сверхпроводника проникают с градиентом и название “эффективный диаметр” усредненное понятие.

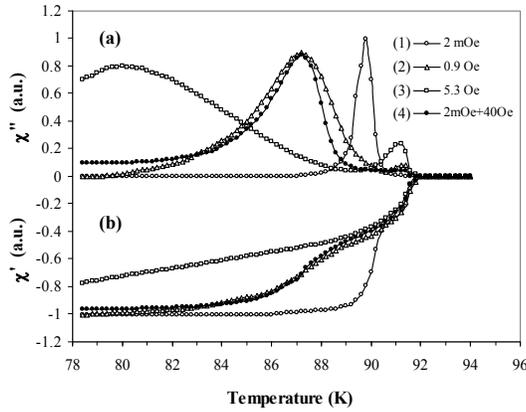


Рис.15. Температурная зависимость мнимой $\chi''(T)$ (a) и реальной $\Delta\chi'(T)$ (b) частей магнитной восприимчивости $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ на частоте $f_m = 10$ кГц при различных амплитудах измерительного магнитного поля h_0 : (1) - 2 мЭ, (2) - 0.9 Э, (3) - 5.3 Э, (4) - 2 мЭ + H_{dc} ; $H_{dc} = 40$ Э.

сложной магнитной восприимчивости образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, при различных частотных (a) и амплитудных (b) режимах внешнего магнитного поля $H_{ex}(t)$. На рис.16(a) видно, что при частоте 0,01 Гц наблюдается почти линейный динамический магнитный отклик для

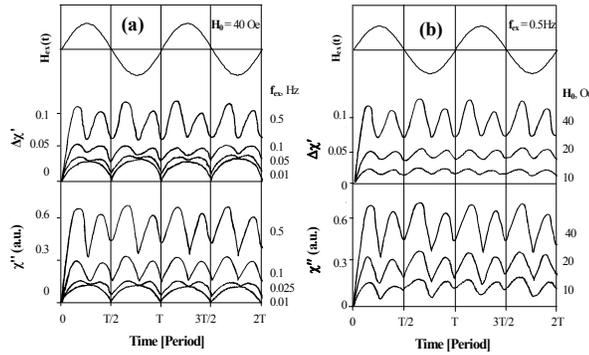


Рис.16. Эволюция временной зависимости $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ керамики при различных режимах измерений. Температура измерений $T = 80$ К.

обоих компонентов. С увеличением частоты магнитного поля $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ проявляют важные особенности. Первая – наблюдается существенное увеличение величин этих параметров. Вторая – с увеличением частоты в интервале пол периода магнитного поля на линейном отклике вблизи точек $t = (2n+1)T/8$ появляются асимметричные пики (похожие на горб

верблюда), где $n \in N$. Для удобства назовем его “горб” эффектом. Из этих данных можно предположить, что величины $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ пропорциональны к скорости изменения магнитного поля, т.е. dH_{ex}/dt . Из данных на рис.16(b) можно заключить, что величины $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ при данной частоте пропорциональны также амплитуде магнитного поля H_0 . Таким образом, можно предположить, что в описанном “горб” эффекте увеличение величины $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ пропорциональны одновременно к скорости изменения магнитного поля $dH_{ex}(t)/dt$ и его амплитуде H_0 . Следовательно, величины $\Delta\chi'$ и χ'' будут пропорциональны $|H_{ex}(t) \cdot dH_{ex}(t)/dt| \propto |dH_{ex}^2/dt|$, т.е. пропорциональны к скорости изменения энергии магнитного поля. Тогда $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ можно представить эмпирической формулой следующего вида:

$$\Delta\chi'(t) \propto |H_{ex}(t)| + \alpha' |dH_{ex}^2(t)/dt|, \quad (7-1)$$

$$\chi''(t) \propto |H_{ex}(t)| + \alpha'' |dH_{ex}^2(t)/dt|, \quad (7-2)$$

где α' и α'' коэффициенты пропорциональности. При $H_{ex}(t) = H_0 \sin(2\pi f_{ex}t)$, получим

$$\Delta\chi'(t) \propto |H_0 \sin(2\pi f_{ex}t)| + \alpha' H_0 2\pi f_{ex} |H_0 \sin(4\pi f_{ex}t)|, \quad (7-3)$$

$$\chi''(t) \propto |H_0 \sin(2\pi f_{ex}t)| + \alpha'' H_0 2\pi f_{ex} |H_0 \sin(4\pi f_{ex}t)| \quad (7-4).$$

Сравнение экспериментальной кривой с расчетной на рис.17 показывает их хорошее согласие и, следовательно, правомерность написания эмпирических выражений (7-1) и (7-2). Отметим, что аналогичная картина получается также для $\Delta\chi'(t)$. Необходимо

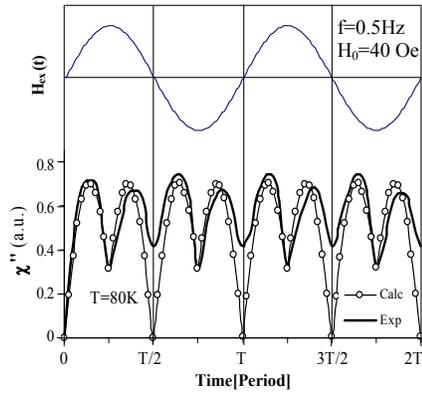


Рис.17. Временная зависимость энергетических потерь $\chi''(t)$ керамики $YBa_2Cu_3O_x$, рассчитанная по эмпирической формуле (7-4) и измеренной экспериментальной кривой ($\alpha'' = 1,2 \cdot 10^{-2}$).

отметить, что исследования магнитного отклика в ВТСП при линейно изменяющемся магнитном поле при различных скоростях нарастания магнитного поля также показывают правомерность написания эмпирических выражений (7-1) и (7-2).

Что касается появления асимметричности пиков на рис.15, то исследование временной зависимости $\Delta\chi'(t)$ и $\chi''(t)$ в магнитном поле вида $H_{ex} = H_0 \sin \omega t$ и $H_{ex} = |H_0 \sin \omega t|$ при частотах 0,01 Гц и 0,5 Гц показало, что асимметричность пиков, вероятно, связано с вихрь-вихрь взаимодействием в объеме керамического сверхпроводника.

В этой главе приведены также кривые температурной зависимости энергетических

ческих потерь внутри гранул для абрикосовских вихрей при различных частотах (рис.18). Как видно при движении этих вихрей потери энергии внутри гранул тоже сильно зависят от частоты магнитного поля. На основании этих данных можно предположить, что поведения абрикосовских вихрей в гранулах, вероятно, похожего поведения джозефсоновских вихрей в объеме керамических ВТСП.

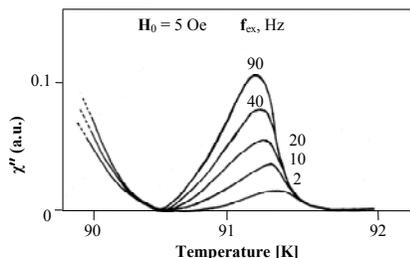


Рис.18. Температурная зависимость энергетических потерь внутри гранул $\chi''(T)$ сверхпроводящей $YBa_2Cu_3O_x$ керамики при некоторых значениях частоты магнитного поля с амплитудой $H_0=5Э$. Цифрами вблизи кривых указаны частота магнитного поля.

В этой главе обсуждаются полученные экспериментальные результаты в рамках модели, согласно которой “эффективный диаметр” джозефсоновских вихрей увеличивается при их движении. Однако, как может уменьшаться плотность вихрей и соответственно увеличиваться их “эффективный диаметр” с ростом частоты и/или амплитуды магнитного поля в реальных керамических сверхпроводящих ВТСП образцах? Для получения ответа на этот вопрос предложена деформационная модель линии магнитного потока. Согласно этой модели в сверхпроводящем состоянии в объеме керамического ВТСП существуют центры пиннинга с различными силами для джозефсоновских вихрей, на которых могут закрепляться вихри, а сами центры в объеме сверхпроводника распределены случайным образом. При очень низких частотах магнитного поля, когда вихри движутся очень медленно, вязкое торможение вихрей практически не оказывает влияние на их движение. Следовательно, не будет заметно влияние неоднородности распределения силы пиннинга приводящее к деформации линии магнитного потока. В такой ситуации магнитный отклик будет линейный. Однако с увеличением скорости движения вихрей сила вязкого торможения начинает проявляться, и в областях объема образца с большей силой пиннинга линии магнитного потока будут двигаться с меньшей скоростью по сравнению с областью со слабой силой пиннинга. Таким образом, вдоль линии вихря будет действовать неоднородная тормозящая сила, и это приведет к деформации линии магнитного потока. И чем больше скорость движения вихря, тем будет больше величина деформации линии магнитного потока. Действительно такая картина наблюдается на рис.16(a). При частоте магнитного поля $f_{ex}=0,01$ Гц практически незаметно влияние неоднородности распределения силы центров пиннинга и наблюдается линейный отклик. А при $f_{ex}=0,5$ Гц эта картина сильно изменяется, и магнитный отклик становится большим и сложным по форме. Это явление в эксперименте проявляется как уменьшение плотности вихрей в объеме керамического сверхпроводника в переменном магнитном поле или как увеличение “эффективного диаметра” джозефсоновских вихрей при их движении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты, полученные в настоящей диссертации, можно вкратце сформулировать следующим образом.

1. Обнаружено, что скорость накопления радиационных поверхностных состояний, возникающих в структуре M-SiO₂-Si при облучении электронами высокой энергией, под алюминиевым электродом, имеет в 3-4 раз большую величину по сравнению с материалами Au, Ag, Cu, Ni, Zn, которые не оказывают влияния на этот эффект.
2. Показано, что в зависимости от механизма взаимодействия падающих частиц с атомами компонент структуры диэлектрик-полупроводник на границе раздела возникают радиационные поверхностные состояния различной природы. Установлено, что энергетические спектры, характерные температуры и энергии активации отжига радиационных поверхностных центров, созданные ионизационным и ударным механизмами взаимодействия, существенно отличаются.
3. Обнаружено образование радиационных дефектов у поверхности кремния, покрытого пленкой SiO₂ в случае, когда бомбардирующие частицы сами по себе не достигают границы раздела диэлектрик-полупроводник. Предложен механизм, объясняющий этот эффект согласно которому радиационные дефекты (смещенные атомы кремния, кислорода, примеси и т.д.) возникающие в области торможения короткопробежных налетающих частиц, мигрируют к границе раздела диэлектрик-полупроводник и через нее в кремний, где они способны образовать смещенные атомы кремния.
4. Найдено, что сечение захвата радиационных поверхностных состояний уменьшается с ростом дозы облучения и имеет экспоненциальный характер изменения в зависимости от энергии в запрещенной зоне полупроводника. Установлено, что сечение захвата радиационных поверхностных центров не зависят от природы этих центров и определяется плотностью заряженных ловушек.
5. Показано, что характер энергетической зависимости сечения захвата радиационных поверхностных состояний можно объяснить предложенной моделью “самозранировки”, основанной на локализации поверхностных ловушек по группам, случайно распределенных на границе раздела диэлектрик-полупроводник. В рамках этой модели рассмотрен туннельный механизм захвата носителей на поверхностные центры и оценены средние расстояния между группами (35 нм) и поверхностных состояний внутри группы (1,3 нм).
6. Установлено, что межгранульные сверхпроводящие характеристики керамического YBa₂Cu_{3-x}O_y материала более чувствительны к облучению электронами с энергиями 4 МэВ и 8 МэВ, чем внутригранульные сверхпроводящие характеристики. Найдено, что начало процесса деградации сверхпроводящих параметров межгранульной среды наблюдается при дозах выше $2 \cdot 10^{17}$ эл/см², а внутри гранул это происходит при дозе выше $2 \cdot 10^{18}$ эл/см². До наступления процесса деградации критическая температура обеих сред в зависимости от дозы облучения проявляет флуктуационный характер в интервале 2-3 К по сравнению с исходными значениями.
7. Установлено, что внутригранульные сверхпроводящие характеристики керамического сверхпроводника YBa₂Cu_{3-x}M_xO_y слабо чувствительны к присутствию различных атомов примеси (Fe, Ni, Co, Na) и изменению объемной плотности образца, в то время

как межгранульные сверхпроводящие характеристики проявляют высокую чувствительность к присутствию атомов примесей и объемной плотности образца.

8. Установлено, что сверхпроводящие характеристики керамических $YBa_2Cu_{3-x}M_xO_y$ ($M=Fe, Ni, Co; x=0; x=0,01$) ВТСП, облученных электронами с энергией 4 и 8 МэВ до дозы 10^{17} эл/см², проявляют начальные временные нестабильности, а затем почти полностью восстанавливаются в течение года.
9. Установлено, что джозефсоновские вихри, созданные в сверхпроводящем керамическом $YBa_2Cu_3O_x$ образце статическим и переменным магнитными полями, имеют различные характеры, и плотность джозефсоновских вихрей, созданных переменным синусоидальным полем, меньше плотности вихрей, созданных статическим магнитным полем. На основе этих данных предложена модель, согласно которой интерпретировано увеличение “эффективного диаметра” джозефсоновских вихрей при их движении.
10. Найдено, что поведение компонентов динамической магнитной восприимчивости сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_x$ в низкочастотном синусоидальном магнитном поле можно описать эмпирическими выражениями, согласно которым величины этих компонентов пропорциональны скорости изменения энергии магнитного поля:

$$\Delta\chi'(t) \propto |H_{ex}(t)| + \alpha' |dH_{ex}^2(t)/dt|; \quad \chi''(t) \propto |H_{ex}(t)| + \alpha'' |dH_{ex}^2(t)/dt|.$$
11. Показано, что характер изменения плотности джозефсоновских вихрей в зависимости от их скорости движения можно объяснить предложенной деформационной моделью, основанной на деформации линии потока переменного магнитного поля из-за вязкого торможения вихрей на центрах пиннинга с различной силой закрепления и случайно распределенных по объему сверхпроводящего керамического ВТСП.
12. Найдено, что в керамическом $YBa_2Cu_3O_x$, поведение абрикосовских вихрей внутри гранул, возможно, похоже на поведение джозефсоновских вихрей в объеме керамического ВТСП.
13. Разработана методика и создана установка для измерения параметров МДП-структуры в интервале частот от 200 Гц до 1 МГц по методу полной проводимости на основе двухмостовой схемы, позволяющей исключить влияние эффектов нестабильностей на результаты измерения. Создан специализированный вариант установки измерения полной проводимости МДП-структуры, который был использован в производстве МДП-интегральных схем для контроля качества этих приборов в предприятии СКТЬ ВТ ПО ПОЗИСТОР
14. Разработана методика и создана установка для измерения сверхпроводящих параметров керамических ВТСП в области частот от 0,01 Гц до 90 Гц с временным разрешением 10 мс. Установка позволяет измерять средние значения компонентов магнитной восприимчивости ВТСП на частотах 1кГц и 10кГц, а также исследовать динамику проникновения низкочастотного магнитного поля в объем керамического ВТСП. Эта методика измерения может быть использована для оценки степени неоднородностей распределения центров пиннинга в ВТСП материалах.

Полученные результаты можно использовать при разработке радиационно-стойкой электронной техники и материалов предназначенных для работы в условиях повышенной радиации (в атомных электростанциях, в космосе и т.д.).

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах

1. А.А. Саакян, Вихрь-вихрь взаимодействие в сверхпроводящей керамике $YBa_2Cu_3O_x$ в низкочастотном магнитном поле, ДНАН РА, Физика (2011), т.111, №3, с.259-264.
2. H.N. Yeritsyan, A.A.Sahakyan, S.K. Nikoghosyan, V.V. Harutunyan, S. Ohanyan, V.S. Avagyan, V.A. Sahakyan, K.A. Movsisyan, Effect of Electron and Ultraviolet Radiations on n-Si Conductivity, Journal of Spacecraft and Rockets, V.48, N 1 (2011) p.34-37.
3. С.К. Никогосян, А.А. Саакян, Г.Н. Ерицян, В.В. Арутюнян, А.С. Оганисян, Н.М. Добровольский, А.Г. Саркисян, Проникновение переменного магнитного поля в электронно-облученные керамические сверхпроводники $YBa_2Cu_{3-x}M_xO_y$ ($M=Cu; Fe; Ni; x=0; x=0:01$), ISTC Workshop, Advanced X-ray Imaging Yerevan-Tsakhadzor, Armenia, June 16-18 (2009) p.34-41.
4. A.A. Sahakyan, S.K. Nikoghosyan, H.N. Yeritsyan, V.A. Grigoryan, Josephson Vortex Dynamics in Superconducting Medium with non-uniform pinning centers, ISTS Workshop, Perspective materials, devices and structures for space applications, 26-29 May (2009) Yerevan, p.72.
5. Aram A. Sahakyan, Sergei K. Nikoghosyan, Hrant N. Yeritsyan, Electron irradiation effects in doped high temperature superconductors $YBa_2Cu_{3-x}M_xO_y$ ($M = Fe, Ni; x=0; x=0:01$), Cent. Eur. J. Phys. • 6(4) • 2008 • 797-801.
6. А.А. Саакян, Динамика джозефсоновских вихрей в $YBaCuO$ ВТСП в линейно меняющемся магнитном поле, Вестник-75 Государственного Инженерного Университета Армении (Политехник), сборник научных и методических статей, часть II, (2008) с.740-743.
7. А.А. Саакян, Флуктуация поверхностного потенциала полупроводника в структуре Si-SiO₂ при облучении и последующем отжиге, Физика НАН РА, 42, №6А (2007) с.382-388.
8. A.A.Sahakyan*, S.K.Nikoghosyan, H.N.Yeritsyan, G.V.Grigoryan, Josephson Vortex Behavior in Superconducting $YBa_2Cu_3O_x$ Ceramics Under the Low Frequency Magnetic Field, In the book *Josephson Junction and Superconductivity Research*, Edited by William J. McCann, NOVA Publishers, USA (2007) p.111-130.
9. A.A.Sahakyan, S.K.Nikoghosyan, H.N.Yeritsyan, G.V.Grigoryan, (2004). Josephson vortex dynamic in superconducting $YBa_2Cu_3O_x$ ceramics, arXiv: cond-mat/0406523 v.1(2004) 5 p.
10. A.A.Sahakyan, S.K.Nikoghosyan, G.N.Yeritsyan, (2001). Frequency dependence of the intergranular magnetic flux penetration in ceramic $YBa_2Cu_3O_x$ superconductor, arXiv: cond-mat/0108060 v.1 (2001) 6 p.
11. S.K. Nikoghosyan, A.A. Sahakyan, G.N. Yeritsyan, A.S.Hovhannisyan, V.A.Grigoryan, and A.G.Sarkissyan, Time Evolution Effect of Critical Transition Temperature in Electron Irradiated $YBa_2Cu_3O_y$ Ceramics, Phys. Stat. Sol. (a) 178, (2000) p.765-770.
12. S.K. Nikoghosyan, A.A. Sahakyan, V.A.Grigoryan, G.N. Yeritsyan, The Features of Irreversibility Lines in Y- and Bi-Based Superconductors, Phys. Stat. Sol.(a) 174 (1999) p. 459-465.
13. S.K. Nikoghosyan, A.A. Sahakyan, G.N. Yeritsyan, V.A. Grigoryan, The influence of the bulk density on the intergranular superconducting properties of $YBa_2Cu_{3-x}Fe_xO_y$ ($0 \leq x \leq 0.01$) ceramics, Physica C, v.317-318 (1999) p.607-610.

14. А.А. Саакян, Г.Н. Ерицян, А.С. Оганесян, А.А. Аракелян, С.Е. Берберян, Ж.Р. Паносян, Влияние Электронного Облучения на Границу Раздела Si-SiO₂, в материалах второй национальной конференции “Полупроводниковая Микроэлектроника”, Дилижан, май 21-24 (1999) с.205-208.
15. S.K. Nikoghosyan, A.A. Sahakyan, G.N. Yeritsyan, Superconducting Properties of YBa₂Cu_{3-x}Fe_xO_y Ceramics With Small x, Physica C, v.299 (1998) p.65-70.
16. S.K. Nikoghosyan, A.A. Sahakyan, G.N. Yeritsyan, A.G.Sarkissyan, and G.N.Begoyan, The Role of Impurity in Effect of Aging on Tc of YBa₂Cu_{3-x}M_xO_y (M=Fe; Ni; Co; x=0.01) Irradiated by Fast Electrons, Solid State Communication, v.96, № 9 (1995) p.707-709.
17. G.N.Yeritsyan, S.K.Nikogosian, A.A.Sahakian, Correct Evaluation of Radiation Processing, Radiat. Phys. Chem., v. 46, №4-6 (1995) p.1325-1327.
18. S.K.Nikogosian, A.A.Sahakian, G.N.Yeritsyan, A.G.Sarkisian, and V.M.Arutiounian, Peculiarities of Intragranular Characteristics of YBa₂Cu_{2.99}Na_{0.01}O_x Ceramics Irradiated by Electrons, Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Science), v.29, №6 (1994) p.26-34.
19. G.N.Yeritsyan, S.K.Nikogosian, A.A.Sahakian, “Correct Evaluation of Radiation Processing”, 9-th International Meeting on Radiation Processing, 11-16 Sep., (1994) Istanbul, p.83.
20. Г.Н. Ерицян, С.К. Никогосян, А.С. Оганесян, А.А. Саакян, А.Г. Саркисян, В.М. Аракелян, В.М. Арутюнян, Влияние электронного облучения на сверхпроводящие свойства керамики YBa₂Cu_{2.99}Na_{0.01}O_x, Сверхпроводимость, т.6, №7 (1993) с.1446-1456.
21. Болдырев С.Н., Виленкин А.Я., Мордкович В.Н., Омелянновская Н.М., Саакян А.А., Влияние Силовых Полей на Образование Радиационных Дефектов в Кремнии при Электронном Облучении структур SiO₂-Si, ФТП, т. 24, вып.2 (1990) с. 300-304.
22. А.А.Саакян, Г.Н.Ерицян, Исследование Распределения Радиационных Дефектов на Границе Раздела Твердых Тел Методом Измерения Параметров Поверхностных Состояний, Вопросы Атомной Науки и Техники, Серия: Физика Радиационных Повреждений и Радиационное Материаловедение, вып.1(48) (1989) с.35-36.
23. А.А. Саакян, Г.Н. Ерицян, А.С. Оганесян, С.К. Никогосян, Измерение Комплексной Магнитной Восприимчивости ВТСП с Помощью Трансформаторной Мостовой Схемы, Препринт ЕрФИ-1201 (78)-89 (1989) 12с.
24. Саакян А.А., Бабаян С.А., Ерицян Г.Н., Оганесян А.С., О Пространственном Распределении Поверхностных Состояний в Облученных МДП-Структурах, Поверхность, Физика, химия, механика, 1, (1987) с.84-87.
25. G.N.Erityan, V.N.Mordkovich, A.S.Oganessyan and A.A.Sahakyan, Peculiarities of Surface-State Production and Annealing at the Insulator-Semiconductor Interface, Crystal Lattice Defects and Amorphous Materials, v.14 (1987) p. 256-260.
26. А.А.Саакян, Г.Н.Ерицян, А.С.Оганесян, В.Н.Мордкович, О Механизме Образования Поверхностных Состояний в Структурах Диэлектрик-Полупроводник, Облученных Короткопробежными Ионами, Изв. АН Арм. ССР, Физика, т.20, вып.1 (1985) с. 47-49.
27. А.А. Саакян, Г.Н. Ерицян, А.С. Оганесян, Двухмостовая Методика Измерения Параметров Поверхностных Состояний в МДП-структурах, Тезисы докладов Всесоюзного семинара по радиационной физике твердого тела, Новые Экспериментальные Методы в Радиационной Физике Полупроводников, Ереван, 23-25 сентября (1985) с. 82-85.

28. Саакян А.А., Мордкович В.Н., Ерицян Г.Н., Оганесян А.С., О Влиянии Материала Затвора на Плотность Поверхностных Состояний, Облученных МОП-структур, Электронная Техника, сер. 2, вып.1 (1984) с. 76-78.
29. Саакян А.А., Мордкович В.Н., Ерицян Г.Н., Оганесян А.С., Исследование Поверхностных Состояний МДП-структур, Облученных Электронами с Энергией 50 МэВ, Электронная Техника, сер. 2, вып.2(168) (1984) с. 27-31.
30. А.А. Саакян, Г.Н. Ерицян, А.С. Оганесян, Особенности образования и отжига поверхностных состояний в структурах Д-П, облученных различными видами радиации, В трудах всесоюзной конференции: Радиационная физика полупроводников и родственных материалов, Ташкент, 30 октября – 1 ноября, (1984) с.152.
31. А.А. Саакян, Г.Н. Ерицян, В.Н. Мордкович, А.С. Оганесян, Влияние ионной имплантации на параметры поверхностных состояний в МДП-структурах, В трудах VII международной конференции: Ионная имплантация в полупроводниках и других материалах, Вильнюс (1983) с. 273-278.
32. Г.Н. Ерицян, А.С. Оганесян, А.А. Саакян, Установка для Измерения Полной Проводимости МДП-структур, Препринт ЕФИ-447(54)-80 (1980) 11с.
33. Г.Н.Ерицян, Р.А.Мелконян, Ю.Р.Назарян, А.А.Саакян, Схема Синхронного Модулятора Света, ПТЭ, №1 (1979) с. 108-109.
34. Ерицян Г.Н., Мелконян Р.А., Григорян Н.Е., Саакян А.А., Асланян А.А., Рекомбинация неосновных носителей тока в кремнии, облученном электронным пучком с энергией электронов 50 МэВ, в сборнике “Радиационные повреждение в твердых телах”, (1974), Киев, с. 88-89.
35. Г.А. Абгарян, Р.О. Абрамян, А.А. Асланян, Н.Е. Григорян, Г.Н. Ерицян, Ф. К. Карапетян, Р.А. Мелконян, Ю.Р. Назарян, А.А. Саакян, В.А. Саакян, Расчетные параметры синхротронного излучения Ереванского ускорителя электронов. Препр. ЕФИ-99(74), Изд-во ЕФИ (1974) 16 с.
36. Ерицян Г.Н., Мелконян Р.А., Саакян А.А., Григорян Н.Е., Исследование Радиационных Дефектов в Монокристаллах Кремния и Германия при Облучении Электронами с Энергией 50 МэВ, Изв. АН Арм. ССР, Физика, т.7 (1972) с. 354-360.

Цитированная литература

1. J.P. Mitchell and D.K. Wilson, Surface Effects of Radiation on Semiconductor Devices, The Bell System Tech. J., v.46, №1 (1967) p. 1-81.
2. В.М. Кулаков, Е.А. Ладьгин, В.И. Шаховцов и др., Действие проникающей радиации на изделия электронной техники, Москва “Советское радио” (1980) 224 с.
3. E.N. Nicollian, A. Goetzberger, The Si-SiO₂ Interface Electrical Properties as Determined by the Metal-Insulator-Silicon Conductance Technique, Bell Sys. Tech. J., v.46, №6 (1967) p. 1055-1134.
4. Физические Свойства Высокотемпературных Сверхпроводников, Под редакции Д.М. Гинзберга, Изд-во. Мир, Москва (1990) 644с.
5. A.A.Sahakyan*, S.K.Nikoghosyan, H.N.Yeritsyan, G.V.Grigoryan, “Josephson Vortex Behavior in Superconducting YBa₂Cu₃O_x Ceramics Under the Low Frequency Magnetic Field” in the book *Josephson Junction and Superconductivity Research*, edited by William J. McCann, NOVA Publishers, USA (2007) p.111-130.
6. V.V. Shmidt, The physics of superconductors, Springer-Verlag, Berlin (1997) 238 p.

**ՃԱՌԱԳԱՅԹԱՀԱՐՈՒՄՈՎ ՀԱՐՈՒՑՎԱԾ ԵՐԵՎՈՒՑԹՆԵՐ ՈՐՈՇ
ԿԻՄԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ ԵՎ ԲԱՐՁՐ
ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴՉՆԵՐՈՒՄ**

Ատենախոսությունում ներկայացված են մետաղ-դիէլեկտրիկ-կիսահաղորդիչ (ՄԴԿ) կառուցվածքներում և բարձր ջերմաստիճանային գերհաղորդիչներում (ԲՋԳ) բարձր էներգիայով օժտված տարբեր տեսակի մասնիկների (4, 8, 50 ՄԷՎ էներգիայով էլեկտրոններ, 12 կԷՎ էներգիայով γ -քվանտներ, 10 կԷՎ և 40 կԷՎ էներգիայով արսենի իոններ) ճառագայթահարումով հարուցված երևույթների, ինչպես նաև ԲՋԳ-ում ջոզեֆսոնյան մրրիկների դինամիկայի և փոխազդեցության փորձարարական ուսումնասիրության արդյունքները:

Աշխատանքում ստացվել են հետևյալ հիմնական արդյունքները.

- Գտնվել է, որ բարձր էներգիայով օժտված էլեկտրոններով ճառագայթահարելիս դիէլեկտրիկ-կիսահաղորդիչ սահմանում հարուցված ճառագայթահարային մակերևութային մակարդակների (ՄՄ) կուտակման արագությունը $M-SiO_2-Si$ կառուցվածքում այլումինե էլեկտրոդի տակ 3-4 անգամ մեծ է համեմատած Au , Ag , Cu , Ni , Zn մետաղների դեպքին, որոնք չեն ազդում այդ երևույթի վրա:
- Ցույց է տրված, որ փոխազդեցության իոնացնող և հարվածային մեխանիզմներով առաջացած ճառագայթահարային ՄՄ էներգիայի սպեկտրները, այրման ջերմաստիճանները և ակտիվացիայի էներգիաները էապես տարբեր են:
- Դիտվել է ճառագայթահարային արատների առաջացում SiO_2 -ով պատած սիլիցիումի մակերևութի մոտ այն դեպքում, երբ ռմբակոծող մասնիկներն իրենք չեն հասնում դիէլեկտրիկ-կիսահաղորդիչ բաժանման սահմանին:
- Գտնվել է, որ տարբեր տեսակի մասնիկների ճառագայթահարումով առաջացած ՄՄ գրավման կտրվածքը նվազում է ճառագայթահարման բաժնաչափի աճման հետ: Դիտվել է, որ ճառագայթահարային ՄՄ գրավման կտրվածքը կախված չէ այդ կենտրոնների բնույթից և որոշվում է լիցքավորված ՄՄ խտությամբ:
- Ցույց է տրված, որ ճառագայթահարային ՄՄ գրավման կտրվածքի կախվածության բնույթը լիցքավորված մակարդակների խտությունից կարելի է բացատրել առաջարկված “ինքնաէկրանավորման” մոդելով, որը հիմնված է դիէլեկտրիկ-կիսահաղորդիչ սահմանում այդ կենտրոնների խմբային տարածական պատահական բաշխվածության վրա: Այս մոդելի շրջանակներում դիտարկված է ՄՄ կողմից լիցքակիրների գրավման թունելային մեխանիզմ և գնահատվել է միջխմբային (35 նմ) և խմբի ներսում (1,3 նմ) ՄՄ միջին հեռավորությունները:
- Գտնվել է, որ միջհատիկային գերհաղորդչային հատկությունների կտրուկ վատթարացումը սկսվում է $2 \cdot 10^{17}$ է/սմ² բաժնաչափով էլեկտրոններով

ճառագայթահարման ժամանակ, իսկ ներհատիկային միջավայրում դա տեղի է ունենում $2 \cdot 10^{18}$ էլ/սմ² բաժնաչափի դեպքում:

- Յույց է տրված, որ կերամիկական $YBa_2Cu_3-xO_y$ ԲՋԳ-ի ներհատիկային գերհաղորդչային բնութագրերը ավելի թույլ զգայուն են խառնուրդային ատոմների (Fe, Ni, Co, Na) ներկայության և նմուշի ծավալային խտության նկատմամբ, քան միջհատիկային գերհաղորդչային պարամետրերը:
- Գտնվել է, որ 4 ՄԷՎ և 8 ՄԷՎ էներգիայով էլեկտրոններով մինչև 10^{17} էլ/սմ² բաժնաչափով ճառագայթահարված կերամիկական $YBa_2Cu_3-xM_xO_y$ ($M=Fe, Ni, Co$; $x=0; x=0,01$) գերհաղորդչների բնութագրերը ցուցաբերում են ժամանակային անկայունություն և այնուհետև գրեթե վերականգնվում են (ծերացման երևույթ):
- Հաստատվել է, որ $YBa_2Cu_3O_x$ կերամիկայում փոփոխական մագնիսական դաշտում ստեղծված ջոզեֆսոնյան մրրիկների խտությունը փոքր է հաստատուն դաշտում ստեղծված մրրիկների խտությունից: Առաջարկվել է մոդել, համաձայն որի ջոզեֆսոնյան մրրիկների “էֆեկտիվ տրամագիծը” շարժման ժամանակ աճում է:
- Յույց է տրված, որ ջոզեֆսոնյան մրրիկների շարժման արագությունից մրրիկների խտության կախվածությունը կարելի է բացատրել առաջարկված մի մոդելով, որը հիմնված է $YBa_2Cu_3O_x$ կերամիկայի ծավալում անհամասեռ բաշխված տարբեր ուժի պիննիգի կենտրոնների կողմից մածուցիկ արգելակման հետևանքով փոփոխական մագնիսական դաշտի հոսքի գծերի դեֆորմացիայի վրա:
- Գտնվել է, որ $YBa_2Cu_3O_x$ կերամիկայի դինամիկական մագնիսական ընկալունակության բաղադրիչների վարքը ցածր հաճախության սինուսոիդալ մագնիսական դաշտում կարելի է նկարագրել փորձարարական բանաձևով, համաձայն որի դրանց մեծությունները ուղիղ համեմատական են մագնիսական դաշտի էներգիայի փոփոխության արագությանը:
- Գտնվել է, որ արբիկոստվյան մրրիկների վարքը հատիկների ներսում $YBa_2Cu_3O_x$ կերամիկական գերհաղորդչում, հավանաբար, նման է ջոզեֆսոնյան մրրիկների վարքին ԲՋԳ ծավալում:
- Մշակված է երկկամրջակային մեթոդ և պատրաստված է ՄԴԿ կառուցվածքների պարամետրերը 200 Հց-ից մինչև 1 ՄՀց հաճախության տիրույթում լրիվ հաղորդականության մեթոդով չափելու սարք, որը բացառում է անկայունության երևույթների ազդեցությունը չափման արդյունքների վրա:
- Մշակված է մեթոդ և պատրաստված է կերամիկական ԲՋԳ-ի գերհաղորդչային պարամետրերը չափելու 10 մվ ժամանակային լուծողունակությամբ սարք մագնիսական դաշտի հաճախության 0,01 Հց-ից նիմչև 90 Հց տիրույթում: Սարքը թույլ է տալիս չափել նաև նմուշի համալիր մագնիսական ընկալունակության բաղադրիչների միջին արժեքները 1 կՀց և 10 կՀց հաճախություններում:

Ստացված արդյունքները կարող են կիրառվել ճառագայթահարվող միջավայրերում (ատոմակայաններում, տիեզերակայաններում և այլն) աշխատող ճառագայթահարման նկատմամբ կայուն էլեկտրոնային տեխնիկայի և նյութերի մշակման ժամանակ:

S U M M A R Y

Aram Artavazd Sahakyan

RADIATION INDUCED EFFECTS IN SOME SEMICONDUCTOR STRUCTURES AND HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

The results of experimental researches of effects in structures metal - insulator-semiconductor (MIS) and ceramic high-temperature superconductors (HTCS), induced by various kind radiation (electrons with energy 4, 8 and 50 MeV, γ -quanta with energy 12 keV, arsenic ions with energy 10 keV and 40 keV), and also study of dynamics and interaction of Josephson vortices in high-temperature superconductors are presented in the dissertation.

Main Results of the Work are:

- It is observed, that the accumulation rate of radiation surface states generated in M-SiO₂-Si structure at an irradiation by electrons of high energy under the aluminum electrode is 3-4 times higher in comparison with electrode materials of Au, Ag, Cu, Ni, Zn, which do not influence on this effect.
- It was shown, that different type of surface states are forming on the Si-SiO₂ interface depending on mechanism of interaction of bombarding particles with atoms of components of the insulator-semiconductor structure. It is established, that the energy spectra, annealing characteristic temperatures and activation energy of the interface centers created by ionizing and impact mechanisms of interaction, essentially differ.
- Formation of radiation defects on the surface of silicon covered with a film SiO₂ is observed in the case when the bombarding particles do not reach to the interface of insulator-semiconductor. The mechanism explaining this effect is offered according to which the radiation defects (displaced atoms of silicon, oxygen, impurity etc.) arising in the field of braking short-range path of particles, migrate to the border of insulator-semiconductor and through it to the silicon, where they are capable to form displaced atoms of silicon.
- It was found, that the capture cross section of radiation interface states decreases with increasing of irradiation doze and has exponential character of change depending on energy of the forbidden gap of the semiconductor. It is established, that capture cross section of the radiation interface states do not depend on a nature of these centers, and is determined by density of the charged traps.
- The character of energy dependence of capture cross section of radiation surface states was explained by the offered model "self screening" based on localization of interface traps by groups casually distributed on the interface of the insulator-semiconductor. Within the framework of this model the tunneling mechanism of carriers capture on the interface centers is examined and the average distances between groups (35 nm) and surface states inside group (1.3 nm) are evaluated.
- It is established, that the intergranular superconducting characteristics of the ceramic YBa₂Cu_{3-x}O_y material are more sensitive to the electron irradiation with energy of 4 MeV and 8 MeV than intragranular superconducting characteristics. The beginning of degradation

process of the intergranular superconducting parameters is observed at doses above $2 \cdot 10^{17}$ el/cm², while in the intragranular medium it occurs at a dose above $2 \cdot 10^{18}$ el/cm². Before degradation process the critical temperature of both mediums depending on irradiation dose shows fluctuating character in the interval of 2-3 K in comparison with initial values.

- It was found that intragranular superconducting characteristics of ceramic YBa₂Cu_{3-x}O_y HTCS are weakly sensitive to the presence of various impurity atoms (Fe, Ni, Co, Na) and change of the sample volume density, while intergranular superconducting characteristics show high sensitivity to presence of impurity atoms and volume density of the sample.
- It is established that the superconducting characteristics of ceramic YBa₂Cu_{3-x}M_xO_y (M=Fe, Ni; Co; x=0; x=0,01) HTCS, irradiated by electrons with energy 4 and MeV and up to dose 10^{17} el/cm², show temporary instability and then are almost restored (“aging effect”).
- It was established that Josephson vortices created in superconducting ceramic YBa₂Cu₃O_x HTCS by static and variable magnetic fields have different characters - the density of Josephson vortices created by variable sinusoidal wave field is less than density of vortices created by a static magnetic field. On the basis of these data the model is offered, according to which the “effective diameter” of Josephson vortices is increased at their movement.
- It was found, that the behaviors of the dynamic magnetic susceptibility components of the superconducting YBa₂Cu₃O_x ceramics in a low-frequency sinusoidal wave magnetic field can be described by empirical expressions, according to which, the sizes of these components are proportional to the rate of magnetic field energy change.
- It was explained the character of change of the density of Josephson vortices depending on their movement speed by the model based on deformations of a magnetic flux line of the variable magnetic fields caused by a viscous dragging of vortices on the various force pinning centers and random distributed on the volume of superconducting HTCS ceramics.
- It was found that the behaviors of Abrikosov vortices inside granules in YBa₂Cu₃O_x ceramics, probably, are similar to behaviors of Josephson vortex in the volume of the HTCS ceramics.
- The technique is developed and an installation for measurement of MIS - structures parameters is fabricated in the interval of frequencies from 200 Hz up to 1 MHz by a method of complete conductivity measurement on the basis of two bridges circuit allowing to exclude the influence of instability effects on the measurement results.
- The technique is developed and an installation for measurement of superconducting parameters of HTCS ceramics is constructed in the frequencies range from 0.01 Hz up to 90 Hz with time resolution 10 ms. The installation allows to measure the average value of magnetic susceptibility components of HTCS at frequencies of 1kHz and 10kHz, and also to investigate the penetration dynamics of a low-frequency magnetic field into volume of HTCS ceramics.

The received results can be applied for development of radiation stable electronic engineering and materials intended for the work in radiation environments (nuclear stations, space environments etc.).