

ТБИЛИССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им.Ив.ДЖАВАХИШВИЛИ

ДЖИБУТИ ЗУРАБ ВЛАДИМИРОВИЧ

“МЕХАНИЗМЫ ИМПУЛЬСНОГО ФОТОННОГО ОТЖИГА В
ПОЛУПРОВОДНИКАХ С КОВАЛЕНТНЫМИ И СМЕШАННЫМИ
СВЯЗЯМИ”

(01.04.07 – физика конденсированных сред)

Д и с с е р т а ц и я

представленная на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук.

Научный консультант:

Н.Д.Долидзе, доктор физико-
математических наук.

2006 г

СОДЕРЖАНИЕ

Содержание.

Используемые в диссертационной работе сокращения и обозначения.

Введение.

ГЛАВА I АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.

1.1. Ионная имплантация, как метод легирования полупроводников.

1.2. Рекристаллизация аморфизированных слоев Si и GaAs
импульсным лазерным воздействием.

1.3. Лазерный отжиг радиационных дефектов, в Si и GaAs.

Глава II. МЕХАНИЗМЫ ИМПУЛЬСНОГО ФОТОННОГО ОТЖИГА.

2.1. Тепловая модель лазерного отжига.

2.2. Модель холодного плазменного отжига.

2.3. Химические связи .

2.4. Модель неравновесного фазового перехода ковалентный
полупроводник-металл под воздействием лазерного излучения .

2.5. Модель фазового перехода твердое состояние-жидкость в
ковалентных полупроводниках.

Глава III. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

3.1. Исследуемый материал. Приготовление образцов.

3.2. Методики измерений.

3.3. Облучение высокоэнергетическими частицами. Термический и
фотонный отжиги.

3.4. Установки импульсной фотонной обработки
полупроводниковых материалов и структур (УИФО 1-5).

3.5. Метод оценки интенсивности излучения в зависимости
от спектрального состава для УИФО.

3.6. Оценка температур нагрева полупроводников при импульсной
фотонной обработке.

3.7. Оценка концентрации генерированных светом неравновесных носителей заряда в полупроводниках.

ГЛАВА IV. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ФОТОННЫЙ ОТЖИГ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ (Si, GaAs, SiC, KHC).

4.1. Влияние лазерного воздействия на процесс рекристаллизации аморфизированного GaAs .

4.2. Низкотемпературный лазерный отжиг имплантированного ионами Si .

4.3. Лазерный отжиг радиационных дефектов в GaAs, облученного электронами .

4.4. Исследование процессов импульсного фотонного (лампового) отжига дефектов.

4.5. Влияние ИФО на внутренние механические напряжения в кристаллах.

4.6. Плавление полупроводников при импульсном лазерном воздействии.

4.7. Электронный механизм плавления полупроводников - модель низкотемпературного лазерного отжига.

4.8. Обсуждение результатов эксперимента.

ГЛАВА V. ФОТО- И РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ.

5.1. Метод импульсной фотонной обработки в технологии создания омических контактов, *p-n* переходов и легированных областей в полупроводниках.

5.2. Метод импульсной фотонной обработки в технологии создания полевого транзистора с барьером Шоттки на GaAs.

5.3. Радиационно-фотонные и радиационно-термические

процессы в технологиях полупроводниковой электроники.

Основные результаты и заключения.

Список работ опубликованных по теме диссертации .

Литература.

Используемые в диссертационной работе сокращения и обозначения:

1. ЛО – лазерный отжиг.
2. ТО – термический отжиг.
3. РД – радиационные дефекты.
4. α -Si – аморфный кремний.
5. c-Si – кристаллический кремний.
6. α -GaAs – аморфный арсенид галлия.
7. c-GaAs - кристаллический арсенид галлия.
8. ИЛС – ионно-легированный слой.
9. ННЗ – неравновесный носители тока.
10. А-центр – вакансия-кислород (V-O).
11. Е-центр – вакансия-донор (V-D).
12. V_2 – дивакансия.
13. ИФО – импульсный фотонный отжиг.
14. УИФО – установка импульсной фотонной обработки.
15. РТО – радиационно-термическая обработка.
16. РФО – радиационно-фотонная обработка.
17. ЭС – эпитаксиальная структура.
18. СИС – светоизлучающая структура.
19. ФСД – фото стимулированная диффузия.
20. ПТШ – полевой транзистор с барьером Шоттки.
21. НЗ - нормально закрытый.
22. НО – нормально открытый.
23. ИС – интегральная схема.
24. РФП – радиационно-фотонные процессы.
25. РТП - радиационно-термические процессы.
26. КНС – кремний на сапфире.

ВВЕДЕНИЕ

Эффект импульсного отжига – под таким общим названием объединен, на сегодняшний день, широкий спектр физических процессов, подразумевающих проведение диффузионных процессов в полупроводниковых материалах и структурах за счет кратковременного (от секунд до пикосекунд) внешнего воздействия (световое, пучки электронов, СВЧ, ионов). Интенсивный интерес к данному вопросу начался с 1974 года, когда впервые был обнаружен отжиг имплантированных ионами полупроводниковых слоев под воздействием импульсов лазерного излучения [1-3]. После опубликования первых работ по данному явлению, последовало бурное развитие научно-технического направления – импульсной модификации свойств материалов. На этом пути, уже сейчас, решаются, или уже решены, исключительно важные проблемы для нанoeлектроники.

Актуальность работы. Развитие современной нанoeлектроники ставит сложнейшие задачи перед исследователями. Минимизация размеров элементов интегральных схем достигается не только использованием более совершенной, прецессионной техники, но и введением нетрадиционных технологических методов, позволяющих контролируемо менять физические свойства материала. Эти технологии позволяют получать как совершенные сверхтонкие монокристаллические полупроводниковые слои, так и совершенные кристаллические блоки нано- размеров в аморфных диэлектрических подложках. Традиционные технологические процессы, основанные на длительных высокотемпературных термо- воздействиях не способны решать такие задачи. Более перспективными в этом плане оказались низкотемпературные радиационные технологии, в которых для проведения диффузионно-активационных процессов применяются низкоэнергетичные частицы, облучение малыми дозами радиации (т.н. “эффект малых доз”) и импульсное фотонное воздействие. Особенно перспективным оказалось сочетание импульсного фотонного отжига с ионной имплантацией,

обусловленное возможностью проведения процессов отжига дефектов, активации примеси, рекристаллизации при низких температурах и малых временах, избежав неконтролируемые диффузионные разгонки примеси вглубь материала.

Однако, несмотря на большое количество работ в этой области, механизм проведения импульсного фотонного отжига, знание которого необходимо для его удачного применения на практике, все еще остается спорным.

Научная новизна работы. Исследование механизмов импульсного фотонного (лазеры, различные лампы) отжига (ИФО) началось одновременно с открытием этого эффекта. Сразу же были предложены ряд моделей, как тепловые, так и ионизационные. Особенно много работ имеется по установлению механизмов лазерного отжига, т.к. ламповый отжиг сразу был воспринят как способ быстрого, но все-таки, нагрева кристалла. В ряде работ, для лазерного отжига (ЛО) предлагается атермические механизмы проведения процесса. Однако в этих моделях не находят объяснения целый ряд экспериментов. Из-за малой длительности лазерных импульсов невозможно на эксперименте прямыми методами измерить температуры нагрева кристалла в указанных процессах и тем самым однозначно судить о механизмах процессов.

Поэтому нами эксперименты были поставлены таким образом, чтобы максимально снизить термический фактор (за счет проведения процессов при низких температурах, увеличения теплоотвода и др.) и четко разделить роль нагрева материала и генерированных светом неравновесных носителей заряда (ННЗ) (антисвязывающие квазичастицы) в процессах ИФО. Результаты экспериментов позволили предложить оригинальную модель электронного плавления полупроводников и механизм ИФО. Оценены величины критических концентраций генерированных светом антисвязывающих квазичастиц, необходимых для осуществления ИФО в полупроводниках, без высокотемпературного нагрева. Показана возможность селективного отжига дефектов с помощью ИФО.

Целью диссертационной работы является исследование физических механизмов импульсного фотонного отжига дефектов в полупроводниковых материалах. Для этого были поставлены несколько задач:

- исследовать роль термических, ионизационных и других атермических факторов в процессах лазерного или лампового отжига структурных, постимплантационных и точечных радиационных дефектов и аморфизированных слоев;
- определить роль энергии, длительности, спектрального состава света, начальной температуры образца и теплоотвода в процессах лазерного или лампового отжига;
- определить необходимые условия плавления тонких поверхностных слоев полупроводниковых материалов в процессах лазерного отжига;
- определить механизм импульсного фотонного отжига в полупроводниковых материалах;
- разработать низкотемпературные методы импульсного фотонного отжига дефектов, активации внедренной примеси и диффузии, для новых, более совершенных технологических приемов в производстве электроники.

Практическая ценность работы. На оригинальных установках импульсного фотонного воздействия разработаны низкотемпературные фото- и радиационно-стимулированные технологические процессы:

- отжига дефектов,
- активации внедренной примеси,
- диффузии из ограниченных или неограниченных источников.

На полупроводниковых материалах Si, GaAs, GaP, GaAlAs, Si-Al₂O₃ и SiC разработаны технологии:

- удаления структурных нарушений;
- снижения механических напряжений;

- формирования омических контактов, p - n переходов, барьеров Шоттки, легированных областей с характеристиками, превосходящими или принципиально не достигаемые традиционными термическими процессами.

Основные новые результаты работы составляют положения, выносимые на защиту:

- модель электронного механизма плавления полупроводниковых материалов и оценка критических концентраций антисвязывающих квазичастиц $n_{кр}$, необходимых для плавления полупроводников преимущественно с ковалентной связью;
- определена роль температуры, ионизации и импульсного механического давления (в жидком азоте) в процессах ИФО полупроводников;
- экспериментально наблюдается низкотемпературное плавление полупроводников по электронному механизму в процессе лазерного отжига и установлена зависимость эффективности низкотемпературного плавления полупроводника от концентрации генерированных светом антисвязывающих квазичастиц;
- определена роль генерированных светом антисвязывающих квазичастиц при $\Delta n < n_{кр}$ и селективного поглощения на радиационных дефектах в процессах ИФО;
- ИФО, как метод снятия механических напряжений в полупроводниковых структурах.
- механизм ИФО дефектов, активации имплантированной примеси и рекристаллизации в полупроводниках;
- метод “очистения” полупроводниковых материалов и структур от генетических дефектов;

- низкотемпературный метод формирования омических контактов, барьеров Шоттки, *p-n* переходов и легированных областей на полупроводниковых материалах и структурах;

Апробация работы: Основные материалы и положения диссертационной работы обсуждались на Международном рабочих семинарах по определению, управлению и технологий материалов полупроводниковых соединений (ЕХМАТЕС-96), (Германия, Фрайбург, 1996г.) и (ЕХМАТЕС-98) (Уэльс, Кардифф, 1998); IV международной научно-технической конференции “Микроэлектронные преобразователи и приборы на их основе”. МЭПП-2003, Баку-Сумгаит; различных республиканских конференциях по микроэлектронике (г.Тбилиси, 1980г., 1981г., 1983г.,1995г., 2005г.).

Публикации. Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 31 печатных трудах и материалах конференций.

Структура и объем работы. Диссертация включает в себе введение, пять глав, заключение и библиографию из 176 наименований и составляет 232 страницы, в том числе 44 рисунков и 23 фотографий.

ГЛАВА I. АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.

1.1. Ионная имплантация, как метод легирования полупроводников [4-9].

В настоящее время ионная имплантация является одним из основных способов направленного изменения поверхностных свойств материалов. Метод ионной имплантации основан на внедрении (имплантации) в твердое тело ускоренных, в электрическом поле, ионизированных атомов или молекул. Существенным достижением ионной имплантации можно считать ряд несомненных преимуществ перед другими методами (внедрение примеси в процессе эпитаксии, диффузия и сплавление), таких как:

- сокращение длительности процесса введения примеси;
- однородность распределения примеси;
- высокая воспроизводимость параметров;
- сохранение морфологии полированной поверхности;
- возможность селективного достижения различных уровней легирования путем имплантации пластин через окна в массирующих покрытиях.

С учетом ограничений, накладываемых статистикой пробегов, глубина залегания и концентрация внедренной примеси могут регулироваться энергией и дозой имплантации. Малая глубина внедрения ионов и незначительное боковое рассеяние способствует изготовлению миниатюрных приборов. Однако метод имплантации имеет ряд недостатков, ограничивающих области его применения. Такие как, ограничение легирования поверхностным слоем и эффекты каналирования и диффузии, усложняющие теоретическое предсказание профилей. Но самой большой проблемой можно считать образование радиационных дефектов бомбардирующими тяжелыми частицами, устранение которых не является простой задачей.

Внедряющиеся в твердое тело ионы теряют свою энергию на различные процессы, в том числе и на смещение атомов мишени из узлов решетки.

Вследствие ядерных столкновений и каскадов соударений, возникает большое количество радиационных дефектов и дислокаций, вплоть до образования аморфных областей. Мера повреждения кристалла в таких столкновениях зависит от энергии, дозы имплантации, массы иона, а также массы атомов мишени, энергетических порогов смещения и температуры имплантации. При низких дозах, для легких (по сравнению с атомами мишени) ионов, в основном генерируются простые дефекты. Например, для Si и ему подобных элементов, отрицательно заряженные дивакансии (V_2^-), нейтральные комплексы вакансия – кислород (V-O), нейтральные тетравакансии, отрицательно заряженные тетравакансии и др. Вакансии в Si, обычно имеют двойной отрицательный заряд в материалах n-типа проводимости и нейтральный в материалах p-типа проводимости [8]. При более высоких дозах возникают сложные дефекты и аморфные зоны, которые постепенно перекрываются и образуют, в конце концов, аморфный слой. Тяжелые ионы, уже при низких дозах создают сложные дефекты (кластеры).

Радиационные дефекты, обычно компенсируют электрическую активность имплантированных ионов. Высокотемпературный отжиг является неотъемлемой частью технологии ионной имплантации, так как позволяет понизить уровень радиационных повреждений, вносимых ею в подложку. Отжиг приводит к электрической активации имплантированной примеси, являясь источником энергии, необходимой для встраивания внедренной примеси в узлы решетки мишени.

При отжиге имплантированных слоев возникают две качественно различные ситуации: отжиг материала, который под действием ионной бомбардировки перешел в аморфное состояние, и отжиг частично разупорядоченной кристаллической решетки. Последняя реализуется при внедрении малых доз легких ионов, или при облучении нагретых подложек.

Если легируемый ионами слой аморфизировался, то его восстановление в процессе нагрева, протекает в одну стадию, представляющую собой

эпитаксиальную кристаллизацию на ориентирующей неповрежденной подложке.

Для имплантированных слоев Si, при временах отжига порядка 10^3 сек. и толщине аморфизированной области около 100 нм, кристаллизация происходит обычно вблизи температур 550-600⁰С. Если же после ионной имплантации решетка была лишь частично разупорядочена, то восстановление свойств материала наблюдается в широком интервале температур (до 1000⁰С) [4]. Это является следствием постепенного распада, перестройки и формирования структурных нарушений с разной энергией связи. На рис. 1.1. [9] показаны данные изохронного отжига для *n*- и *p*-типа GaAs, облученного электронами, быстрыми нейтронами подвергнутого ионной имплантации. Как видно из рисунка, отжиг дефектов в ионно-имплантированных образцах происходит при более высоких температурах, чем в образцах облученных электронами или быстрыми нейтронами. При этом, с увеличением дозы облучения, стадии изохронного отжига сдвигаются в сторону высоких температур. Дефекты, вводимые при малых дозах имплантации ($\sim 10^{14}$ см⁻²) отжигаются главным образом на стадиях при 225 и 400⁰С, характерных для больших доз или высоких энергии электронов. С другой стороны, при больших дозах имплантации ($>10^{15}$ см⁻²) стадии отжига значительно уширяются, и новая стадия появляется в окрестности 600-700⁰С. Интересен тот факт, что аморфные пленки GaAs на подложке GaAs, эпитаксиально кристаллизуются менее чем за час, при 580⁰С. Это похоже на отжиг сильно разупорядоченных (почти аморфных) областей ионной имплантации и действительно, происходит приблизительно в том же температурном диапазоне. Так, например, в Si дефекты отжигаются при температурах:

- вакансии: V^- - при 70 К, V^0 – при 150 К;
- комплексные вакансии: элемент V группы – при 400-500 К, элемент III группы – примерно при 500 К;

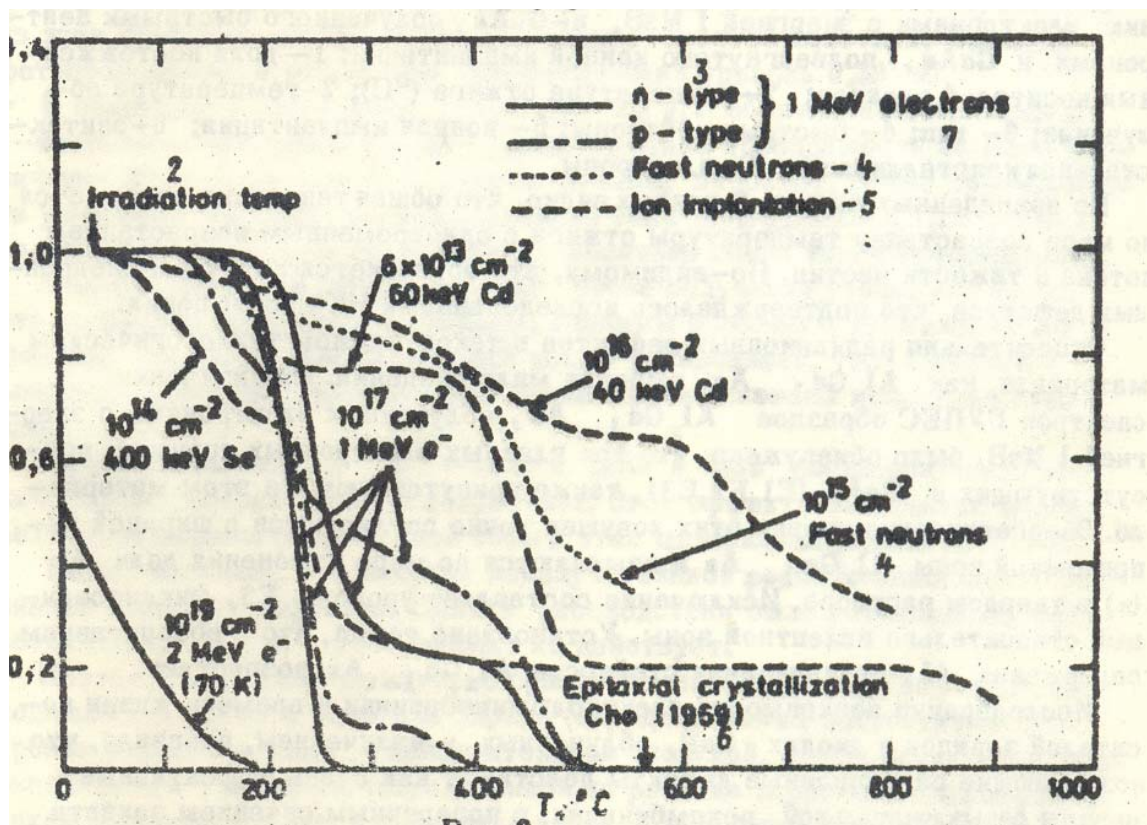


Рис.1.1. Данные изохронного отжига для n - и p - GaAs, облученного электронами (1 МэВ), быстрыми нейтронами и подвергнутого ионной имплантации.

- дивакансии, по всей видимости, стабильны до 550К, и поэтому составляют большую часть возникающих после ионной имплантации простых дефектов.

При температуре около 200-300К, скопления вакансий превращается в дислокационные линии или петли. Они могут создаваться, также и вследствие отжига сложных дефектов. Сами они отжигаются только при очень высоких температурах (для Si выше 1000⁰С) [6].

Для GaAs твердофазная рекристаллизация начинается при достаточно низких температурах (~250⁰С) и приводит к восстановлению монокристалличности материала. Однако для отжига микро-двойников и активации примеси требуются значительно более высокие температуры (800-900⁰С) [7]. В этом температурном интервале наблюдается преимущественное испарение мышьяка с поверхности GaAs. Поэтому, без дополнительного подвода мышьяка из внешнего источника, незащищенная поверхность GaAs морфологически сильно деградирует при температурах свыше 657±10⁰С, т.е. выше точки испарения As. Следует также отметить, что при высоких температурах галлий также уходит с поверхности, хотя и не столь интенсивно, как мышьяк. Поэтому, возникает необходимость предохранения поверхности GaAs защитными пленками.

Более сложный характер процесса рекристаллизации ионно-имплантированного GaAs обусловлено и тем фактом, что для этого материала увеличение числа дефектов и внутреннего напряжения с дозой имплантации, вплоть до полной аморфизации, носит нелинейный и немонотонный характер. В отличие от GaAs, в Si и Ge с увеличением дозы имплантации до достижения аморфизации, число дефектов и внутренние напряжения растет линейно [7]. Возникающие, при ионной имплантации, напряжения могут быть настолько велики, что приводят к прогибанию подложки. С ионной имплантацией наблюдается также и изменение объема кристаллов в сторону увеличения, в случае Si, и уменьшения – в случае GaAs.

Путем вычислений было показано, что имплантация ионов в GaAs, ведет к нарушению стехиометрии. Полное восстановление поврежденной решетки зависит от возможности обеспечивать правильное соотношение элементов на границе раздела между поврежденной и рекристаллизованной областями. Поэтому, для высококачественной твердофазной рекристаллизации, при наличии нарушений стехиометрий, требуются условия, при которых элементы, образующие решетку, могут диффундировать на большие расстояния. Действительно, в случае внедрения тяжелых ионов и сильного повреждения решетки, когда происходит нарушение стехиометрии, для хорошей электроактивации примеси требуется проведение процесса имплантации при повышенных температурах [7].

В место традиционного термического отжига, после ионной имплантации, использование импульсного фотонного воздействия (включающее как лазерный, так и ламповый отжиг) дало возможность не только решить, ряд трудностей связанных с длительным высокотемпературным термическим воздействием на кристаллы, но были получены результаты принципиально не достижимые термоотжигом. Эти особенности ЛО, связанные с существенно неравновесным характером: высокое совершенство восстановленной кристаллической структуры, повышенная эффективность легирования, возможность получения метастабильных пересыщенных систем, локальность отжига в 3-х измерениях.

Импульсный отжиг успешно применяется для устранения радиационных дефектов в имплантированных слоях. Но возможность использования коротких импульсных воздействий для восстановления кристаллической решетки на первых порах была не очевидной. Было не ясно также, какое влияние окажут на процессы отжига различные факторы, сопутствующие облучению твердого тела импульсами большой мощности.

1.2. Рекристаллизация аморфизированных слоев Si и GaAs импульсным лазерным воздействием [4,5,11-30].

Изучая процесс рекристаллизации аморфизированных слоев рассматриваются два возможных путей протекания процесса: твердофазную и жидкофазную рекристаллизацию. По тепловой модели эти процессы понимаются, как случай, когда $T < T_{nl}$ и $T > T_{nl}$, соответственно.

Экспериментальное изучение режима твердофазной кристаллизации аморфизированных слоев при ЛО показало, что процесс кристаллизации сводится к образованию устойчивых (кристаллических) зародышей с произвольной ориентацией и дальнейшему увеличению объема кристаллической фазы за счет перескоков атомов из аморфной фазы на поверхность кристалла с последующим достраиванием атомных плоскостей. Причем, в случае аморфизированных ионно-легированных слоев в качестве зародыша кристаллической фазы выступает также неповрежденная подложка. Поэтому, в зависимости от температурно-временного режима импульсного отжига, определяющего, какой тип зародыша доминирует, можно наблюдать как неориентированную, так и ориентированную кристаллизацию аморфизированных ИЛС, приводящих, соответственно, к поликристаллической или монокристаллической структуре отожденного слоя. Эксперименты показали, что эмпирические соотношения, определяющие температурную зависимость скорости кристаллизации при ТО вида:

$$V(T) = V_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (1.1)$$

где энергия активации процесса $\Delta E \approx 2.4$ эВ для Si, и $\Delta E \approx 2.0$ эВ для Ge, могут быть успешно использованы и при рассмотрении импульсного отжига; Сходство прослеживается также в зависимости скорости и качества кристаллизации от кристаллографической ориентации монокристалла:

максимальная скорость и наилучшее качество восстановления кристаллической структуры наблюдаются для слоев с ориентацией $\langle 100 \rangle$ и худшее для $\langle 111 \rangle$. Так же, как и при ТО, спектр остаточных дефектов тоже зависит от ориентации: например для $\langle 100 \rangle$ - это дислокационные петли, а для $\langle 111 \rangle$ - это двойники. Аналогично ТО, скорость твердофазной кристаллизации при ЛО зависит в некоторой степени от типа и количества внедренной примеси: фосфор, бор и мышьяк – ускоряют, а углерод, азот и кислород – ее замедляют.

Интересен тот факт, что отношение температур по шкале Кельвина, при которых в Ge и Si достигается одинаковая скорость роста, к точкам плавления одинаково.

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований. Образцы кремния с ориентацией $\langle 100 \rangle$ облучали ионами Si с энергией $50 \div 200$ кэВ общей дозой 8×10^{15} см⁻² [10], что приводило к образованию аморфного слоя толщиной 400 нм. Отжиг проводился импульсами рубинового лазера с энергиями в импульсе 3×10^4 Вт/см² и $1,5 \times 10^4$ Вт/см², длительность импульса составляла 0,5 мс. После облучения импульсами с $1,5 \times 10^4$ Вт/см² был зафиксирован частичный переход приповерхностной области в поликристаллическое состояние, а после энергии 3×10^4 Вт/см² она становилась полностью поликристаллической. Перестройке подвергся слой толщиной 300 нм, считая от облучавшейся поверхности.

При изучении действия импульсов рубинового лазера ($\tau \approx 0,3$ мс) на аморфные слои кремния толщиной 400 нм [11] был сделан вывод, что процесс кристаллизации не является чисто термическим, поскольку расчетный прирост температуры поверхностного слоя при энергиях в импульсе, соответствующих началу кристаллизации ($1,5 \times 10^4$ Вт/см²), составлял всего 110°C. Наиболее вероятной причиной образования поликристаллической фазы при столь малых температурах и длительностях термообработки являлась, по мнению авторов, ионизация.

Возможны другие причины, стимулирующие кристаллизацию при лазерном отжиге [12]. Согласно расчетам, под действием импульса рубинового лазера мощностью 1,67 кВт (диаметр пучка 4 мм) и длительностью 0,3 мс максимальный прирост температуры в конце импульса будет около 145°C. В этих условиях отмечено начало перехода аморфного кремния в поликристаллическое состояние. По оценкам, максимальные термические напряжения в слое должны составить $2,3 \times 10^7$ Н/м² и сохраняться на уровне 10^7 Н/м² в пределах 3×10^{-5} с после выключения импульса. Поскольку известно, что в кремнии трещины образуются под действием стационарных нагрузок порядка 10^9 Н/м² и ударных $3,5 \times 10^8$ Н/м², наблюдавшийся фазовый переход мог быть стимулирован термическими напряжениями. Атомы в аморфной фазе находятся в неустойчивом состоянии и переход в энергетически более выгодную кристаллическую структуру, сдерживается взаимодействием с другими смещенными атомами. Под действием теплового удара часть атомов получает возможность перестроиться упорядоченно, что может являться причиной формирования поликристаллов при столь малых температурах и длительностях нагрева.

Для выявления роли атермических факторов при миллисекундном лазерном отжиге сравнивались [13] эффективности действия лазерных и тепловых импульсов одинаковой длительности. Исследования были проведены на образцах кремния, имплантированных ионами фосфора с энергией 80 кэВ дозой около 10^{16} см⁻² при температуре мишени 20° С. Лазерный отжиг осуществлялся рубиновым ОКГ с длительностью импульса 8 мс. Образцы кремния были тепло-изолированы, что фактически удлиняло время их пребывания в нагретом состоянии. Отжиг тепловыми импульсами достигался лазерным облучением образцов с обратной стороны. При этом мощность импульсов выбиралась такой, чтобы имплантированная поверхность разогревалась до той же температуры, что и при ее непосредственном облучении лазером. Контроль правильности расчета

нагрева лицевой и обратной сторон образца был проверен по началу плавления кремния и пленок золота, отделенных от кремния тонким слоем Si_3N_4 . Были проведены также обычные стационарные отжиги при температурах 800 и 900°C. При отжиге имплантированных слоев эффективность импульсного воздействия растет с увеличением температуры их разогрева. Для одинаковых температур длительный отжиг обеспечивает большую концентрацию свободных носителей, чем импульсный. Последнее справедливо для относительно низких температур, так как высокотемпературный нагрев в обоих случаях приводит к практически сто процентному использованию внедренной примеси. Существенной разницы в свойствах имплантированных слоев, отожженных лазерными и тепловыми импульсами, замечено не было. Следовательно, был сделан вывод, что фотоионизация не оказывала существенного влияния на отжиг, и доминирующим механизмом был тепловой.

В работах [10-12] после миллисекундного лазерного отжига структура слоев оказывалась поликристаллической. В работе [13] данные по структурным исследованиям отсутствуют, однако, величины подвижностей носителей были достаточно высокими, не свойственными сильно легированным поликристаллическим слоям толщиной - 0,1 мкм. Это служит косвенным указанием на формирование после отжига монокристаллического слоя. С другой стороны, возможность твердофазного роста монокристалла доказывают опыты по импульсному облучению с тыльной стороны, когда плавление имплантированного слоя полностью исключалось.

Различия в результатах обусловлены, вероятно, разницей в температурно-временных режимах отжига. Авторы работ [10-12] использовали импульсы длительностью 0,3-0,5 мс при сравнительно низких энергиях ($\sim 10-15 \text{ Дж/см}^2$). Такие импульсы не обеспечивали эпитаксиальный рост и инициировали формирование разориентированных

зародышей. В работе [13] применялись гораздо более длительные импульсы с энергиями в интервале $39 \div 71 \text{ Дж/см}^2$. При миллисекундном отжиге имеют значение также условия теплоотвода от образца в целом, которые сравнивать достаточно трудно. В совокупности рассмотренные работы, по-видимому, очерчивают область энергий и времен отжига, внутри которой расположен переход от поли- к моно- кристаллизации в твердой фазе при миллисекундном импульсном отжиге.

Для отжига кремния, имплантированного ионами мышьяка, использовался рубиновый лазер в режиме свободной генерации. Энергия в импульсе 40 Дж/см^2 при длительности $\sim 1 \text{ мс}$. В указанном режиме лазерный импульс состоит из цуга пичков шириной около 2 мкс , разделенных интервалами в 10 мкс . Общее число пичков в импульсе достигает сотни и более, причем в пучке развивается мощность порядка 200 кВт/см^2 (энергия $0,4 \text{ Дж/см}^2$). Распределение мощности по сечению лазерного пучка в результате меняется во времени и по площади. Исследование с помощью различных методик показало, что после лазерного отжига удается получать монокристаллические эпитаксиальные слои, но для этого требуется большое число импульсов. Островки эпитаксиального роста внутри поликристаллической фазы образуются в «горячих точках», где мощность облучения была выше. С ростом числа импульсов эпитаксиальные участки постепенно заполняют всю поверхность образца, сливаясь в сплошной монокристаллический слой. Если при лазерном облучении температура подложки была 20° C , то для формирования сплошного слоя на плоскости (100) требовалось 64 импульса, при $T_{\text{под}} = 200^\circ \text{ C}$ - 8 импульсов, а при 350° C - только 2. Рост на плоскости (111) требовал большего числа лазерных импульсов. В условиях эксперимента [14] в твердофазном процессе образовывался поликристалл, а эпитаксиальный рост обусловлен локальным плавлением кремния в «горячих точках».

В работе [15] исследовалась динамика перекристаллизации и возникновения поверхностных структур на кремнии при воздействии импульсного лазерного излучения миллисекундного диапазона. Обработка поверхности кремниевых слоев осуществлялась одним импульсом неодимового лазера ($\lambda=1.06$ мкм, $\tau=0.56$ мс, $E=1-60$ Дж/см²). Процесс импульсного лазерного воздействия исследовали по изменению интенсивности отраженного от поверхности зондирующего излучения. Образцы облучались при $T=20^{\circ}\text{C}$ или 200°C . Был определен порог плавления 8 Дж/см², ниже которого ($1-8$ Дж/см²) наблюдалось небольшое возрастание интенсивности отраженного излучения, но никаких заметных изменений микрорельефа не наблюдалось. При $8-17$ Дж/см², интенсивность отраженного излучения резко возрастала и достигала максимума при ~ 17 Дж/см². При температуре подложки 200°C , из за увеличения коэффициента поглощения лазерного излучения плавление реализовывалось в интервале $5-10$ Дж/см².

Порог образования микротрещин для *c*-Si, оказался 14 Дж/см² и для поли-Si, / *c*-Si - 25 Дж/см². Следовательно, именно, при ЛО миллисекундной длительности должен проявляться фактор фотостимулированной кристаллизации аморфного слоя.

В работе [16] исследуется процесс фотостимулированной кристаллизации аморфизированных слоев Si ориентации (100) и (111) получались бомбардировкой ионами P⁺ с энергией 80 кэВ и дозой 10^{16} см⁻². Полученные слои толщиной 100 нм облучались импульсами рубинового лазера длительностью 10 мс и плотностью падающей энергии $10-120$ Дж/см². В случае ЛО в аморфном слое возникновение поликристаллических фаз наблюдается при максимальной температуре в слое 180°C для ориентации (100) и 300°C для ориентации (111). В случае отжига чисто тепловыми импульсами ориентированная фаза на поверхности аморфного слоя появляется при температуре $\sim 800^{\circ}\text{C}$, для ориентации (100) и $\sim 880^{\circ}\text{C}$, для ориентации (111).

При этом, в аморфном слое отсутствуют включения поликристалла, процесс кристаллизации идет эпитаксиально от подложки, однородно по площади.

Локальность процесса стимулированной кристаллизации не может быть объяснена неоднородностью лазерного излучения. Наблюдаемая твердофазная стимулированная кристаллизация α -Si, носящий локальный характер, объясняется рекомбинацией генерированных светом электронно-дырочных пар на поверхности образующихся островков кристаллизации.

При переходе к более коротким импульсам лазера (нс), появляется возможность достижения $T > T_{пл}$. При этом, Меняется сам механизм отжига, в связи с переходом от твердофазной к жидкофазной кристаллизации, которая заключается в расплавлении разупорядоченного слоя и последующей кристаллизации его после окончания лазерного импульса. Причем, из-за больших градиентов температуры ($\sim 10^8$ °C/см) на границе раздела фаз скорость движения фронта кристаллизации характеризуется аномально высокими значениями: от 10^2 до 10^3 см/с, что на 3 и более порядка величины превышает максимально возможную, скорость кристаллизации в твердой фазе ($V_{max} \approx 10^{-1}$ см/с). Благодаря этому обеспечивается целый ряд тех удивительных свойств ЛО, которые привлекли внимание многих специалистов, и, в частности:

- возможность достижения весьма высокого совершенства восстановленной кристаллической структуры с точки зрения макроскопических дефектов;
- повышенная эффективность легирования, особенно при больших дозах имплантации (вплоть до 10^{17} ион/см²);
- возможность достижения значений концентрации электроактивных примесей, существенно (до 500 раз) превышающих равновесные пределы растворимости.

Экспериментально было установлено, что степень совершенства восстановленной структуры определяется плотностью энергии лазерного импульса. Это обусловлено тем, что в зависимости от плотности энергии меняется толщина расплава и в результате этого включается либо

ориентированный канал кристаллизации, когда граница расплава доходит до ненарушенной подложки и тем самым обеспечивается эпитаксиальная кристаллизация из расплава, либо неориентированный канал, когда плавится лишь часть аморфного слоя и тогда реализуется поликристаллическая структура.

Развитие начальных стадий процесса кристаллизации при мощностях наносекундных лазерных импульсов (рубиновый лазер, $\tau=15$ нс), близких к пороговым, изучалось в кремнии, имплантированном ионами бора и фосфора при комнатной температуре до доз 10^{15} - 10^{16} см⁻² [17]. Было установлено, что кристаллизация аморфных слоев начинается с энергий в импульсе, превышающих 0,2 Дж/см². До 0,3 Дж/см², в слоях сохранялась аморфная фаза. В интервале энергий импульсов от 0,3 до 0,55 Дж/см² структура представляла собой смесь поликристаллической и монокристаллической фаз. Наконец, при энергиях выше 0,6 Дж/см² формировались только монокристаллические слои. Применение послойного травления позволило установить, что образование поликристаллической фазы происходит вблизи поверхности, в то время как монокристаллические области зарождаются от подложки. Авторы пришли к выводу, что инициирование обоих процессов происходит до плавления, но для получения совершенных кристаллических слоев необходимо кратковременное плавление.

Было показано [18], что для достижения эпитаксиальной кристаллизации слоев под действием наносекундных лазерных импульсов необходимо, чтобы слой расплавился на глубину, обеспечивающую смачивание неповрежденной матрицы расплавом. Аморфизированные слои готовились бомбардировкой ионами $^{28}\text{Si}^+$ кремниевых образцов, ориентированных по $\langle 100 \rangle$. Энергия ионов составляла 50-400 кэВ, облучение проводилось при температурах 300 и 77 К. Толщина аморфизированной области лежала в пределах 100-600 нм. Для отжига был использован рубиновый лазер, генерировавший импульсы длительностью 50 нс.

Согласно полученным данным, импульсы мощностью 30 МВт/см^2 (энергия $1,5 \text{ Дж/см}^2$) приводят к образованию поликристаллической фазы в аморфных слоях толщиной 200 и 600 нм. Увеличение энергии до 50 МВт/см^2 , обеспечивает эпитаксиальную кристаллизацию исходно аморфных слоев толщиной 200 нм, но в более толстых слоях (600 нм) поликристаллическая фаза сохранялась. Для эпитаксиального роста в слоях толщиной 600 нм мощность в импульсе потребовалось повысить до 65 МВт/см^2 .

На большом числе экспериментов было продемонстрировано, что в тех случаях, когда расчетная глубина проплавления была равна или превышала толщину аморфизированного слоя, лазерный отжиг восстанавливал монокристаллическую структуру. Если же граница расплава не достигала неповрежденной матрицы, формировалась поликристаллическая фаза.

Аналогичная точка зрения на механизм наносекундного импульсного отжига высказана и другими исследователями [19]. Приповерхностный слой образцов кремния двух ориентации $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ аморфизировался бомбардировкой ионами $^{28}\text{Si}^+$ при температуре жидкого азота на глубину до 400 нм. Отжиг был проведен импульсами рубинового лазера длительностью 50 нс в диапазоне удельных энергий $1\text{-}4 \text{ Дж/см}^2$. После облучения импульсами с энергией $1,5 \text{ Дж/см}^2$ на образцах обеих ориентации формировалась поликристаллическая фаза со средним размером зерна 100 нм. Увеличение энергии до $2,5 \text{ Дж/см}^2$ обеспечивало эпитаксиальную кристаллизацию на $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, но структурное совершенство слоев, ориентированных по $\langle 111 \rangle$ было ниже. Слои, отожженные импульсами с энергией $3,5 \text{ Дж/см}^2$, практически не содержали дефектов, видимых в электронный микроскоп. Сравнив полученные результаты с числовыми оценками, авторы пришли к заключению, что эпитаксиальная кристаллизация слоев происходила вследствие плавления.

Серьезным аргументом в пользу плавления являются опыты по изучению динамики изменения коэффициента отражения от поверхности

полупроводников непосредственно во время ее облучения мощным лазерным импульсом [20, 21].

Образцы кремния, вырезанные по (111), были облучены ионами мышьяка с энергией 50 кэВ дозами 10^{14} — 10^{17} см⁻² [20]. Для отжига использовались импульсы неодимового лазера ($\lambda = 1,06$ мкм.) длительностью 50 нс. Энергию в импульсе можно было регулировать в пределах 0,65-16 Дж/см². Измерение коэффициента отражения во времени осуществлялось с помощью непрерывного He-Ne лазера ($\lambda = 0,63$ мкм).

По изменению коэффициента отражения был сделан вывод, что при ЛО переход из аморфного состояния в кристаллическое происходит через расплавленное состояние. Совокупность ряда данных позволяет считать, что основную роль в эпитаксиальной кристаллизации аморфных слоев под действием наносекундных импульсов играет плавление. Вместе с тем ряд авторов указывают на возможность частичной кристаллизации в твердофазном процессе [17, 22]. Слои кремния, аморфизированные внедрением 10^{15} см⁻² ионов мышьяка с энергией 100 кэВ, отжигались [22] импульсами $\tau = 30$ нс второй гармоники излучения неодимового лазера ($\lambda = 533$ нм). Пороговая энергия эпитаксиальной кристаллизации в этих условиях равна 0,4 Дж/см², а для получения совершенной структуры требуется 0,6 Дж/см².

Использовались импульсы с энергией 0,2 Дж/см², которые не могли проплавить насквозь аморфный слой толщиной 100 нм. Верхняя часть аморфного слоя вследствие плавления превратилась в поликристалл. Этого и следовало ожидать [18, 19]. Однако под переплавленным слоем удалось выявить формирование отдельных кристаллитов со средним размером 5 нм, окруженных аморфным кремнием. Обычные скорости твердофазного роста не могут обеспечить образование кристаллических зерен размером 5 нм за время пребывания в высокотемпературном состоянии. Поэтому авторы [22]

предполагают, что ускоренная кристаллизация обусловлена напряжениями в слое либо ионизационными эффектами.

В работе [23] исследовались динамики наносекундного лазерного отжига α -Si - p -Si ($\rho=0.3$ и 10 Ом.см) имплантировали ионами P^+ ($E=70$ кэВ, $\Phi=2 \times 10^{15}$ см⁻²). Толщина аморфного слоя была около 0.1 мкм. Пластины облучались моно импульсами рубинового лазера ($\tau=70$ нс). Было показано, что, начиная с энергии 0.42 Дж/см² может образоваться метастабильная, жидкая фаза и развиваться полицентровая кристаллизация. При энергиях $E \leq 1.0$ Дж/см² происходит кристаллизация из нормального расплава. Фронт (согласно расчетам) не достигает границы раздела α -Si - c -Si, реализуется поликристаллическая структура толщиной $8-100$ нм ($E \approx 1$ Дж/см²) с низкой подвижностью. Если при отжиге максимальная глубина расплава превышает толщину слоя (0.1 мкм) α -Si ($E > 1.6$ Дж/см²) эпитаксиальная жидкофазная кристаллизация приводит к образованию совершенных монокристаллических слоев с высокой подвижностью. Заметное увеличение подвижности начинается с $E \geq 1.5$ Дж/см², с одновременным уширением профилей распределения концентрации носителей заряда в кристаллизованных слоях (0.6 мкм).

Характерной особенностью лазерной обработки аморфных слоев по сравнению со слабо разупорядоченными (доза имплантации меньше порога аморфизации) является очень низкий порог плотности энергии, при которой наблюдается эффект кристаллизации (ср. 0.4 для аморфных и 1 Дж/см² для слабо разупорядоченных). Возможными причинами этого являются высокий (5×10^4 см⁻¹) коэффициент поглощения света аморфным материалом, а также пониженная температура плавления α -Si. Однако, как показали численные расчеты, эти факторы не могут привести к столь существенному различию. Проведенный анализ показал, что основной причиной сдвига порога плавления (кристаллизации) является низкая теплопроводность α -Si, которая почти на 2 порядка ниже, чем у c -Si, что препятствует эффективному теплоотводу в подложку.

Результаты проведенных исследований позволяют сделать вывод, что в процессе наносекундного лазерного отжига аморфизированных слоев кремния имеет место промежуточная полицентровая кристаллизация метастабильной жидкой фазы, образующейся вследствие плавления α -Si при пониженной температуре. Плотность энергии моно импульсного облучения в значительной мере определяет условия жидкофазной кристаллизации кремния, от которых зависят структура и электрофизические характеристики сформированных слоев.

Авторы работы [24] исследовали особенности полицентровой кристаллизации α -Si ЛО наносекундной длительности. Пластины Si (111) (КДБ-0.3) были аморфизированы (~ 0.1 мкм) имплантацией P^+ ($E=70$ кэВ, $\Phi=2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$). ЛО проводился рубиновым лазером ($\tau \sim 10^{-7}$ с). Было показано, что при ЛО плавление и кристаллизация α -Si начинается с энергии облучения ~ 0.5 Дж/см². В интервале энергии 0.45-1.5 Дж/см² процесс кристаллизации полицентровая и увеличение энергии ЛО вызывает увеличение размеров зерен. При $E \sim 2.0$ Дж/см² наблюдается эпитаксиальная кристаллизация, однако более совершенный кристалл подучается при $E=2.5-3$ Дж/см².

В работе [25] была рассмотрена модель теплового отжига с учетом плазменного эффекта. Импульсный (12 нс) отжиг слоя α -Si (0.5 мкм) лежащего на подложке c -Si, проводили рубиновым лазером с плотностью энергии $E=0.1-0.8$ Дж/см². Обнаружено, что при малых плотностях энергии формируется захороненная жидкая прослойка. Чисто тепловая модель не может объяснить процесс кристаллизации, например, при $E=0.2$ Дж/см², поэтому авторам пришлось учитывать плазменный эффект. По оценкам, при высоких уровнях концентрации плазмы ($N > 10^{20} \text{ см}^{-3}$) время жизни электронно-дырочных пар перестает зависеть от их концентрации и составляет ~ 1 нс. Предполагается, что понижение температуры и энтальпии перехода твердого полупроводника в жидкое металлическое состояние происходит в результате увеличения свободной энергии системы. Эффект

существенно зависит от среднего времени жизни электронно-дырочной пары, которое оценивается с поправкой на уменьшение ширины запрещенной зоны в условиях, когда радиус экранирования Дебая меньше характерного расстояния взаимодействия электрона и дырки. При $\tau_e \sim 10^{-9}$ с эффект понижения температуры и энтальпии плавления существен при длительностях импульса < 50 нс. В случае меньших τ_e проявление плазменного эффекта в рамках предложенного механизма должно смещаться в сторону пикосекундных импульсов лазера.

В работе [26] исследовался процесс фазового превращения инициируемого в тонких слоях α -Si наносекундным воздействием излучения эксимерного лазера. Образцы Si КДБ-10 (111) имплантировались ионами P^+ ($E=75$ кэВ, $\Phi=2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$) приводящей к образованию аморфизированного слоя ~ 0.1 мкм. ЛО осуществлялся ArF лазером ($\lambda=0.193$ мкм, $\tau=10$ нс). Установлено, что однократное плавление α -Si при энергиях ниже эпитаксиального порога не приводит к формированию поликристалла, но инициирует образование в аморфной матрице удаленных друг от друга нанокристаллов. Их присутствие обуславливает формирование поликристаллической структуры из расплава под действием второго лазерного импульса и возможность промежуточной кристаллизации Si в лазерно-индуцированной последовательности фазовых переходов.

В работе [27] исследовалось влияние имплантации ионов фосфора на кристаллизацию пленок α -Si при воздействии импульсов излучения эксимерного лазера. α -Si, толщиной 90 нм, имплантировался ионами P^+ ($E=30$ кэВ, $\Phi=3 \times 10^{14} \div 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$). Средний пробег ионов составлял 500 Å. ЛО осуществлялся XeCl лазером ($\lambda=308$ нм, $\tau=25$ нс). Пороговая плотность плавления составлял 120-150 мДж/см². Установлено, что фосфор приводит к значительному росту вероятности зародышеобразования при фазовом переходе, протекающем посредством образования фазы расплава кремния. При лазерных обработках с плотностью энергии в импульсе ниже порога

плавления пленок влияние фосфора заключается в увеличении скорости кристаллизации. Обработки излучением эксимерного лазера в обоих режимах приводят к активации фосфора. В отличие от Si и Ge процесс ЛО в соединениях $A^{III}B^V$ и в частности в GaAs затруднен. Это связано с одной стороны, потерями мышьяка поверхностью GaAs и, как следствие, границей большого числа вакансий в материале, а с другой стороны, быстрым охлаждением полупроводника в послеимпульсный период времени, что считается причиной дефектообразования в отожженном слое при ЛО.

В работе [28] монокристаллы и эпитаксиальный слой GaAs ($n=5 \times 10^{15}$ - $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) облучались ионами Zn, W, Ta и Nb ($E=350 \text{ кэВ}$, $\Phi=8 \times 10^{12} \div 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$). ЛО проводился с помощью рубинового лазера ($\lambda=0.6943 \text{ нм}$, $\tau=40 \text{ нс}$, $E=0 \div 3 \text{ Дж/см}^2$). Значительное нарушение поверхности кристаллов наблюдалось при $E > 0.8 \text{ Дж/см}^2$. Отжиг при $E=0.9 \text{ Дж/см}^2$ сравнивался с ТО при 700°C , но при этом полный отжиг имплантационных дефектов не осуществлялся. В условиях эксперимента при $E=0.6 \div 0.8 \text{ Дж/см}^2$, лазерное воздействие создает дефекты, которые являются безизлучательными центрами. Их концентрация 10^{15} - 10^{17} см^{-3} и не могут быть причиной неполного ЛО. При $E=0.8 \text{ Дж/см}^2$ толщина расплавленного слоя 0.4 мкм . В результате проведенных исследований было установлено, что ионно-легированные слои GaAs после лазерного отжига наносекундной длительности формируются при сильном влиянии точечных радиационных дефектов, распространяющихся при проведении имплантации при комнатной температуре далеко за пределы аморфизованных областей кристаллов.

В работе [29] изучался процесс плавления GaAs при ЛО ($\lambda=0.53 \text{ мкм}$, $\tau=50 \text{ нс}$). Показано, что порог плавления поверхности слоя 0.35 Дж/см^2 , а порог разрушения - 0.8 Дж/см^2 . Показано наличие процесса дефектообразования при переплаве поверхностного слоя в процессе ЛО.

В работе [30] полуизолирующие образцы GaAs с ориентацией (100) имплантировались ионами Te^+ ($\Phi=10^{15}$ и $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, $E=100 \text{ кэВ}$). Отжиг проводился рубиновым лазером ($\tau=15$ нс, $E=0.1 \div 1.5 \text{ Дж/см}^2$). Лазерному отжигу подвергались образцы, как покрытые диэлектриком Si_3N_4 , так и не покрытые. Было показано, что ЛО начинается при $E > 0.2 \text{ Дж/см}^2$ и более эффективен в образцах с диэлектрическим покрытием. Полная рекристаллизация (с минимальным количеством дефектов) наблюдается при $E=1.5 \text{ Дж/см}^2$. Достигнутые при этом, электрофизические параметры рекристаллизованной пленки значительно превосходят достигаемых при термическом отжиге.

1.3. Лазерный отжиг радиационных дефектов в Si и GaAs [4,5,31-46].

Отжиг РД, частично разупорядоченной кристаллической решетки, получаемой при имплантации ионов дозами ниже порога аморфизации, во многом схож с отжигом точечных дефектов, создаваемых электронами и разупорядоченных областей создаваемых быстрыми нейтронами. Как будет показано ниже, в слабо разупорядоченных слоях устранить компенсирующее действие дефектов не удастся вплоть до очень высоких температур. В связи с этим представляет интерес исследовать возможность лазерного отжига точечных дефектов, которые обычно являются причиной компенсации в полупроводниках.

С другой стороны, больше всего сходства с экспериментами по ионному внедрению имеют эксперименты по облучению быстрыми нейтронами. При столкновении быстрого нейтрона с атомом решетки средняя энергия, передаваемая при столкновении, может составлять 20-100 кэВ. Атом решетки, смещенный при таком столкновении, создает вдоль своей траектории дефекты, подобные тем, которые создает, например, ион фосфора с энергией 20-100 кэВ. Но имеются и некоторые существенные различия между облучением

быстрыми нейтронами, с одной стороны, и ионным внедрением - с другой. Из сравнения данных об отжиге образцов, облученных нейтронами и подвергнутых ионной бомбардировке, следует, что характер разупорядочения в том и другом случае одинаков. Однако:

1. В образцах, облученных нейтронами, дефекты решетки равномерно распределены по всему объему кристалла. В слоях же, подвергнутых ионной бомбардировке, дефекты расположены вблизи от поверхности. Это может оказывать влияние на характеристики отжига, в частности, поверхность может служить стоком для вакансий, междоузельных атомов и других дефектов, выходящих из разупорядоченных областей.

2. Даже при внедрении малых доз ионов средняя концентрация дефектов в поверхностном слое толщиной 1000 \AA на несколько порядков больше, чем в большинстве экспериментов по нейтронному облучению.

3. При нейтронном облучении разупорядоченные области пространственно разделены и вероятность того, что примесные атомы (находящиеся в подложке) попадут в области разупорядочения, мала. При ионном же внедрении, наоборот, внедряемый примесный атом останавливается в конце области разупорядочения. Эти различия могут отразиться на характеристиках отжига электрических свойств материалов.

Очевидно, что в характеристиках образцов, облученных нейтронами, с одной стороны, и подвергшихся ионной бомбардировке - с другой, должно быть что-то общее и должны быть какие-то различия. В последнем случае примесные атомы останавливаются в области разупорядочения. Разупорядочение должно вызывать сильное уменьшение подвижности носителей, а поэтому о полной электрической активности примесного атома можно говорить только после того, как дефекты в разупорядоченной области диссоциируют и мигрируют прочь от примесного атома. Может быть, в этом причина того, что для образцов, подвергнутых ионной бомбардировке,

необходим отжиг при большей температуре, чем для образцов, облученных нейтронами.

Поэтому, для понимания механизмов ЛО слабо разупорядоченных слоев, во многом может способствовать раздельное изучение ЛО точечных дефектов или разупорядоченных областей. Рассмотрим результаты экспериментов.

В работе [31] был проведен сравнительный анализ лазерного и термического отжигов кремния, имплантированного малыми дозами ионов фосфора. Исследовались образцы дырочного кремния, облученного ионами фосфора с энергией 100 кэВ при комнатной температуре. Дозы облучения были выбраны в пределах $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ - $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$, что ниже дозы аморфизации, составляющей в указанных условиях имплантации около $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Импульсный отжиг проводился с помощью рубинового лазера, ($\tau_i \approx 8 \text{ мс}$). Параллельно часть образцов отжигалась в печи по 10 мин в интервале температур $400^{\circ} - 850^{\circ} \text{ С}$.

Сравнивались величины слоевой концентрации и подвижности свободных носителей после стационарного и импульсного отжигов при равных температурах (рис.1.2). Видно, что после внедрения доз $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ эффективность миллисекундного и стационарного отжигов оказывается примерно одинаковой. Однако при уменьшении дозы ионов фосфора до $3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в области низких температур стационарный нагрев приводит к более полной электрической активации имплантированных примесных атомов. Восстановление подвижности носителей при импульсном отжиге также требует повышенных температур по сравнению с длительным нагревом.

В работе [32] Si (БКЭФ-1) облучался электронами ($E=3 \text{ МэВ}$, $\Phi=5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$, $T_{обл}=20^{\circ} \text{ С}$). Для отжига использовались одиночные импульсы рубинового лазера, работавшего в миллисекундном, или в наносекундном

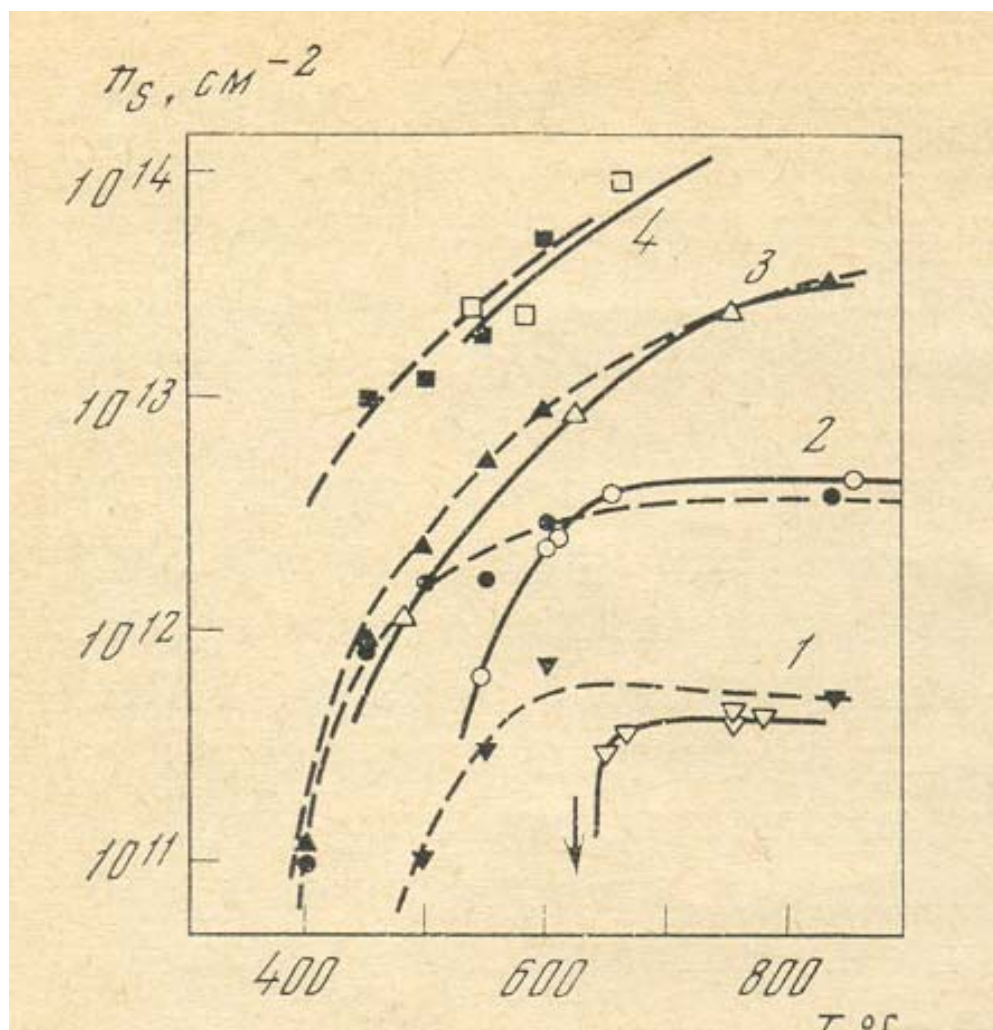


Рис.1.2. Изменение слоевой концентрации электронов в кремнии, имплантированном ионами фосфора, при увеличении температуры стационарного (пунктир) и импульсного (сплошные линии) отжига.

Дозы ионов, см^{-2} : 1 – 6×10^{11} , 2 – 3×10^{12} , 3 – 3×10^{13} , 4 – 3×10^{14} .

режиме. Сразу после электронной бомбардировки образцы Si становились очень высокоомными, вследствие введения точечных дефектов.

Отжиг точечных дефектов в Si под действием миллисекундных лазерных импульсов показан на рис.1.3. Изменяя скорость теплоотвода от образца, можно было менять длительность фактического отжига от 0.2 до 700 мс при фиксированной длительности лазерного импульса 0.7 мс. Видно, что при нагреве длительностью 0.2 мс даже при температуре 500°C устраняется лишь незначительная часть дефектов. В то же время нагрев в печи до 200°C в течение 15 мин отжигает материал полностью (кривая 1). Увеличение времени пребывания образцов в нагретом состоянии до 700 мс сдвигает температуру полного отжига дефектов к 350° С. В последнем случае, согласно расчетам, нагрев образца по толщине практически равномерный. Для длительности отжига 0.2 мс расчетная толщина отжигаемого слоя составляла 13 мкм.

Была также исследована возможность отжига точечных дефектов в Si под действием наносекундных импульсов. В этом случае толщина прогреваемого слоя равна приблизительно 1 мкм, и при полном отжиге слоевая концентрация электронов должна составить $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сколько-нибудь заметного отжига дефектов под действием наносекундных импульсов зафиксировать не удалось вплоть до энергии E_2 , соответствующей плавлению поверхности кремния (рис.1.4.). Соответствие расчетных температур фактически контролировалось по появлению признаков эрозии с увеличением энергии импульса. дальнейшем наблюдался некоторый рост слоевой концентрации электронов. Можно было бы предположить, что увеличение концентрации носителей с ростом энергии импульсов связано с увеличением толщины расплавленного слоя. Простой расчет, однако, показывает, что в таком случае зависимость должна быть более крутой (рис.1.4, штрихи). Иными словами, кратковременное (10^{-8} – 10^{-7} с) превышение температуры плавления не обеспечивает полный отжиг дефектов, введенных электронной бомбардировкой.

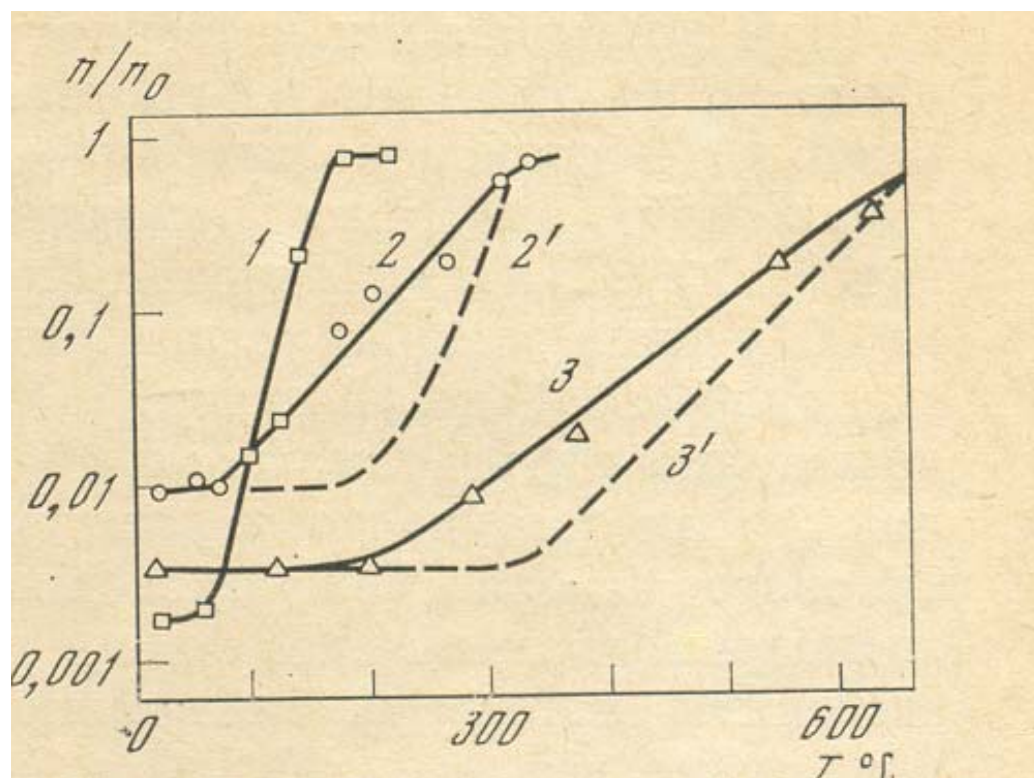


Рис.1.3. Отношение концентрации свободных носителей n к исходной до компенсации быстрыми электронами n_0 в зависимости от температуры отжига. Длительность отжига, с: 1 – 10^3 , 2 – 0.7, 3 – 2×10^{-4} ; 2' и 3' – расчетные кривые.

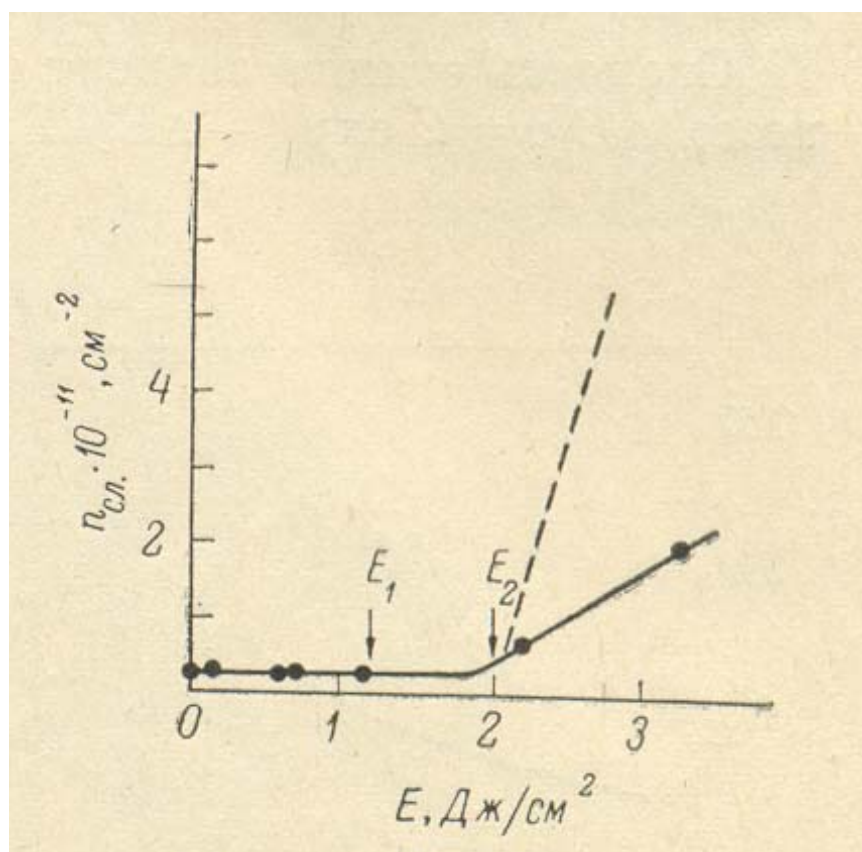


Рис.1.4. Зависимость слоевой концентрации свободных носителей в компенсированном кремнии от энергии лазерного импульса длительностью 30 нс.

E_1 и E_2 – энергии, необходимые для достижения температуры плавления на поверхности и расплава слоя толщиной ~ 1 мкм, соответственно.

Штрихи – расчетная зависимость в случае полного отжига дефектов в расплаве.

Анализ полученных результатов целесообразно провести на основе хорошо изученного поведения точечных дефектов в Si. В *n*-Si с содержанием кислорода $\leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ после электронного облучения доминирующими дефектами являются комплексы донор—вакансия (E-центры). Известно, что E-центры отжигаются вблизи 430 К с энергией активации 0.9-1.2 эВ.

Показано, что малая длительность нагрева является серьезным препятствием для отжига точечных дефектов лазерными импульсами. При работе лазера в наносекундном режиме для отжига таких дефектов, как E-центры в Si, необходим нагрев материала выше точки плавления. Более того, даже в слоях, температура которых кратковременно превышала точку плавления, дефекты точечного типа отжигаются не полностью. Не исключено, что в этом случае локально сохраняются структурные конфигурации, присущие твердой фазе. Этот вопрос еще нуждается в дополнительных исследованиях.

Импульсный отжиг кремния, частично разупорядоченного бомбардировкой ионами фосфора, изучался в работе [33]. Ионы фосфора с энергией 100 кэВ внедрялись при комнатной температуре в кремний *p*-типа, дозами от $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и выше. Для отжига был использован рубиновый лазер, работавший в режиме модулированной добротности. Энергия импульсов составляла 1,6-2,5 Дж/см².

Опыты показали, что с уменьшением дозы коэффициент использования примеси в импульсно-отожженных слоях падает, в то время как после стационарного нагрева (700°C в течение 10^3 с) зависимость получается обратной (рис.1.5). После отжига импульсом с энергией 1,6 Дж/см² образцов, имплантированных минимальной дозой $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, зафиксировать образование *n*-слоя вообще не удалось. Для электрической активации допоров потребовалось провести дополнительный стационарный отжиг, который завершился в основном к 200°C. Заметим, что без

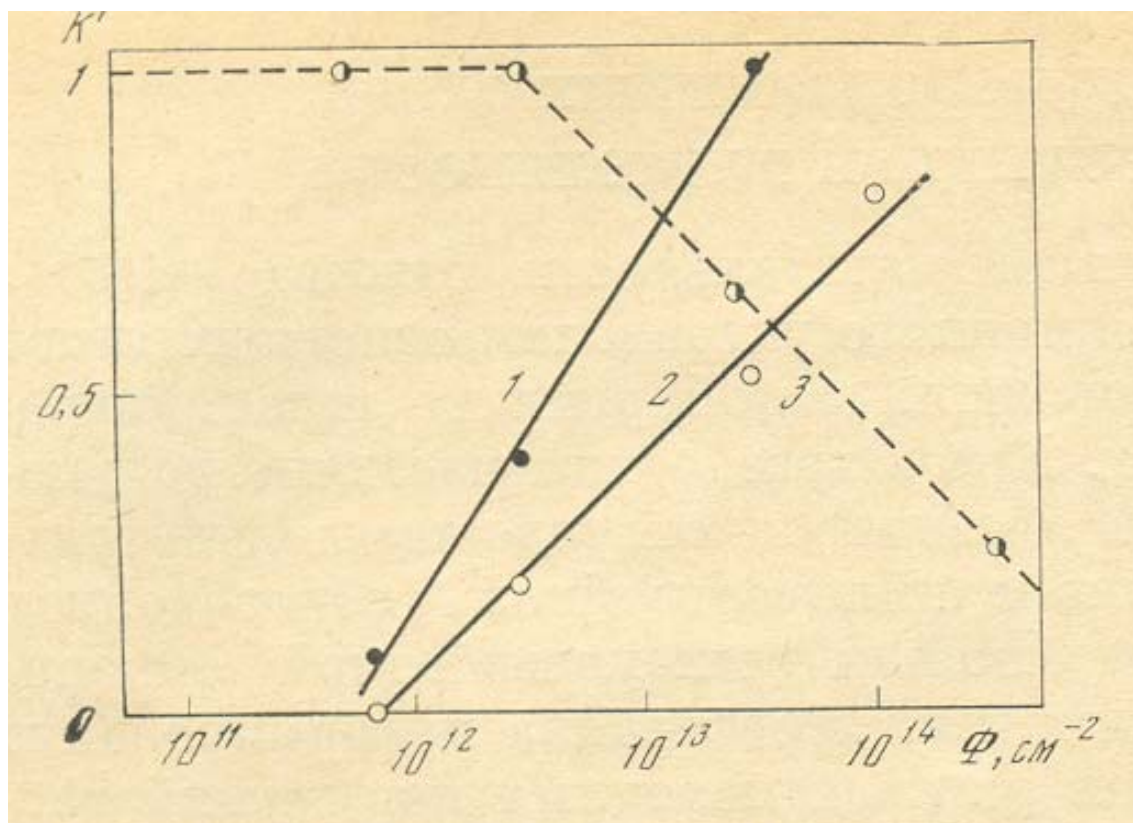


Рис.1.5. Зависимость коэффициента использования примеси от дозы ионов фосфора после импульсного (1,2) и стационарного (3) отжига.

Энергия в импульсе, Дж/см²: 1 – 2.5; 2 – 1.6.

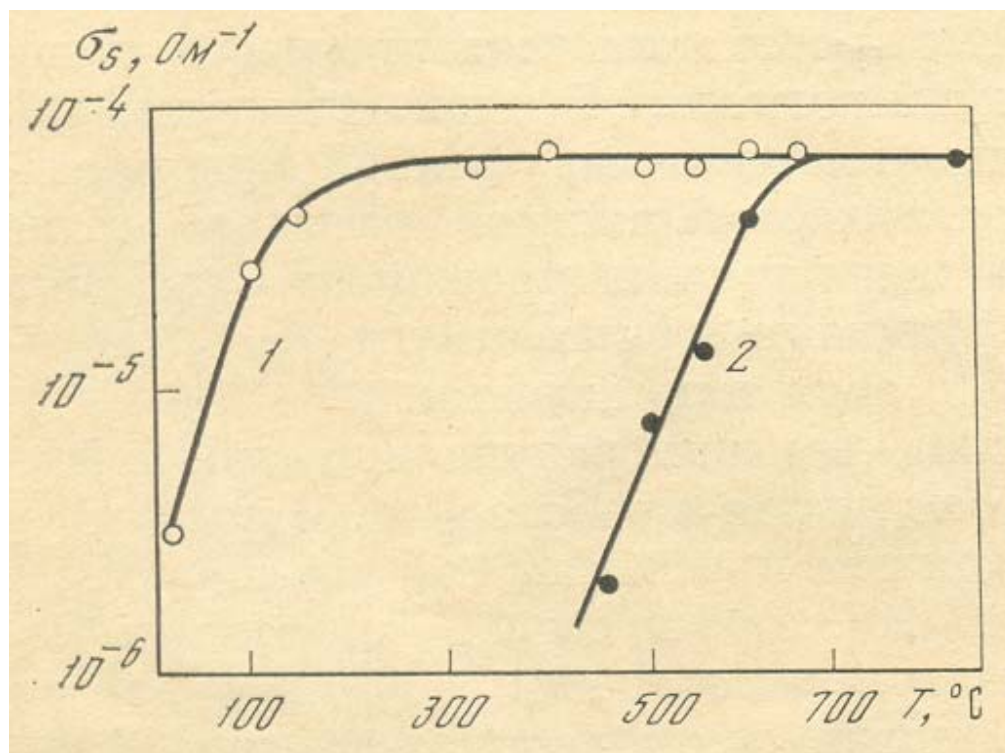


Рис.1.6. Рост слоевой проводимости кремния.

- 1 – лазерно-отожженный при последующем изохронном отжиге.
 2 – изохронный отжиг (10^3 с) без предварительного лазерного облучения.

Доза ионов фосфора – $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, энергия импульса 2.5 Дж/см^2 .

предварительной лазерной обработки стационарный отжиг требует более высоких температур (рис.1.6). С другой стороны, стационарная низкотемпературная термообработка, предшествовавшая импульсному отжигу, повышала эффективность последнего. Толщина конвертированных *n*-слоев после лазерной обработки равнялась приблизительно 210 нм, причем зависимость толщины от дозы была слабой. В то же время после стационарного нагрева электронная проводимость прослеживалась до глубины 340 нм (диффузия в условиях стационарного отжига исключалась).

Из полученных результатов был сделан вывод, что импульсный отжиг слабо разупорядоченных слоев не устраняет всех дефектов и их относительное влияние сказывается тем сильнее, чем меньше была доза имплантации. Дефекты, остающиеся после импульсного отжига, не являются просто следствием закалки, так как их концентрация велика и зависит от условий обработки, предшествовавшей импульсному отжигу. Наиболее же интересным было то, что компенсация проявлялась на глубинах, где расчетные температуры существенно превышали точку плавления [34]. Неполная электрическая активность наблюдалась и при имплантации в кремний малых доз акцепторов - Al, Ga и In - с последующим отжигом одиночными импульсами рубинового лазера с энергией до 1,5 Дж/см² [35]. В арсениде галлия импульсная активация примеси после внедрения малых доз оказывается низкой, причем объяснить это меньшим поглощением лазерного излучения в слабо нарушенном материале нельзя, поскольку использование наносекундных электронных импульсов приводит к тем же результатам [36].

Сохранение компенсирующих дефектов при температурах, превышающих точку плавления, наблюдалось также при импульсном отжиге дефектов в полупроводниках, облученных электронами с энергией 3,5 МэВ и протонами [32,37]. Поскольку плавление кремния сопровождается изменением координационного числа, трудно представить, каким образом в

слое могли сохраняться точечные дефекты вакансионного и междоузельного типов. Было высказано предположение [33], что за время действия наносекундных импульсов фазовый переход не успевает осуществиться полностью и в отжигаемом слое остаются области со структурой твердой фазы.

Использованные ранее методики не позволяли установить, связана ли остаточная компенсация с первоначально введенными дефектами или с продуктами их перестройки. Поэтому для изучения импульсного отжига компенсирующих центров была использована емкостная спектроскопия глубоких уровней, позволявшая следить селективно за отдельными типами дефектов [38]. Образцы, кремния *n*-типа с исходной концентрацией носителей 10^{17} см^{-3} облучались электронами с энергией 3,5 МэВ дозой $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Для отжига использовался рубиновый лазер, генерировавший импульсы длительностью около 30 нс, с энергией до $2,5 \text{ Дж/см}^2$ (рис.1.7). Емкостные измерения на барьерах Шоттки усредняли значения концентраций уровней в слое 50-130 нм. Для получения профилей концентраций по глубине применялось послойное травление с контролируемым шагом.

За исключением уровня $E_c - 0,30 \text{ эВ}$, концентрации радиационных нарушений непрерывно уменьшались с увеличением энергии в импульсе. Полный отжиг E-центров и дефектов с уровнем $E_c - 0,30 \text{ эВ}$ наблюдался при энергиях вблизи 1 Дж/см^2 , в то время как исчезновение дивакансий и A-центров происходило после увеличения энергии в импульсе свыше $1,5 \text{ Дж/см}^2$.

Согласно расчетам, нагрев поверхности кремния до точки плавления под действием наносекундных импульсов рубинового лазера достигается при $E_u \sim 0,9 \text{ Дж/см}^2$. При $E_u = 1,1 \text{ Дж/см}^2$ глубина расплавленной области должна составлять около 0,15 мкм. По данным [38] после облучения импульсом с $E_u = 1,1 \text{ Дж/см}^2$ в слое толщиной менее 0,15 мкм сохранялись дивакансии и A-центры, хотя, например, E-центры отжигались полностью. Полученные результаты интерпретировались следующим образом.

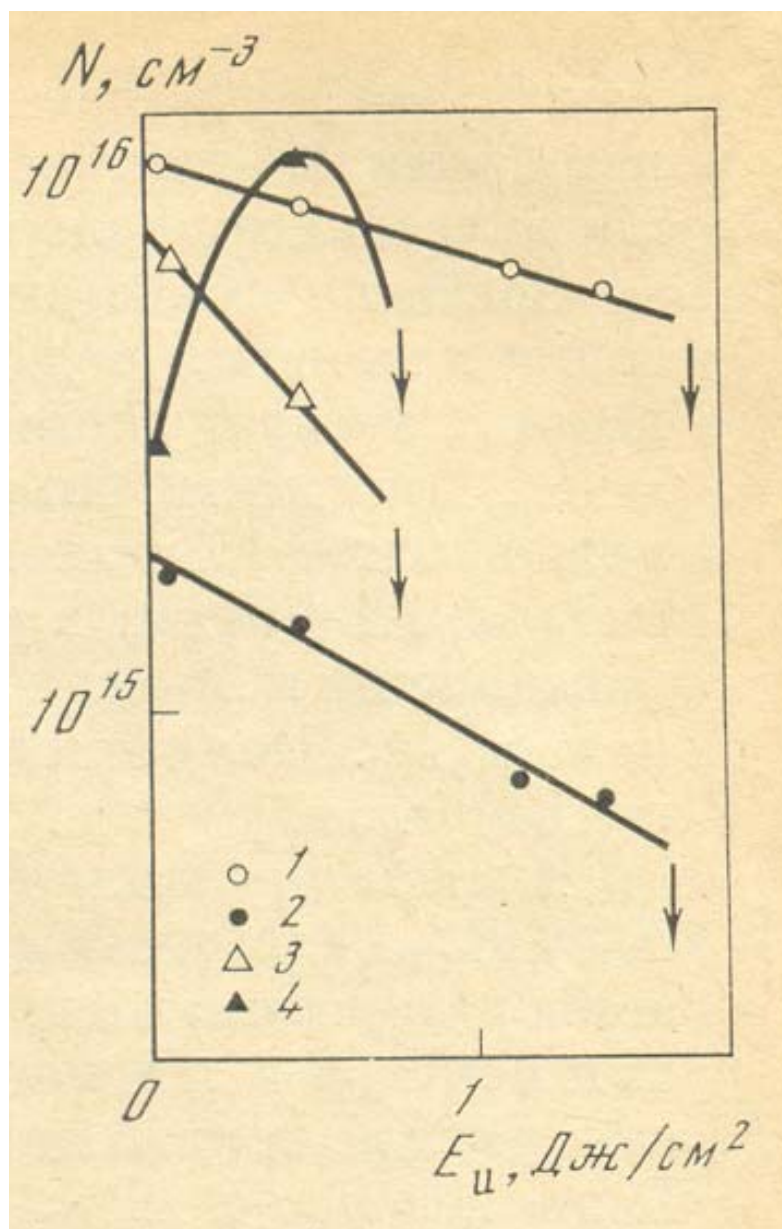


Рис.1.7. Зависимость концентрации РД от энергии лазерного импульса.

1 - $E_c - 0.18$ эВ (А-центр), 2- $E_c - 0.23$ эВ (дивакансия),

3 - $E_c - 0.43$ эВ (Е-центр), 4 - $E_c - 0.30$ эВ.

Пусть в кристалле мгновенно и однородно выделится энергия $E' \geq (E_{nl} + Q)$, где E_{nl} - энергия, необходимая для достижения температуры

плавления, а Q — теплота плавления. Тогда фазовый переход в жидкое состояние будет гомогенным и завершится за времена порядка периода атомных колебаний, т. е. за $\sim 10^{-13}$ с. Если же $E_{nl} < E' < (E_{nl} + Q)$ плавление будет гетерогенным с образованием зародышей жидкой фазы и диффузией тепла к

фазовым границам. Коэффициент диффузии тепла в кремнии вблизи точки плавления составляет $0,1 \text{ см}^2/\text{с}$, а характерные толщины нагретого слоя $\sim 10^4$ см. Поэтому существование в течение 10^{-8} - 10^{-7} с перегретой кристаллической решетки представляется вполне реальным. Максимальная температура перегрева кристалла, определенная из условия перехода к гомогенному плавлению, оказалась равной 3400°С .

Расчеты энергий активации отжига и частотных факторов для А- и Е-центров показывает, что для удаления за 10^{-7} с А-центров нужна температура около $3,7 \times 10^4$ °С, а Е-центров - $2,1 \times 10^3$ °С. Иными словами, А-центры могут быть устранены полностью только плавлением, в то время как Е-центры отожгутся в твердой фазе, если допустить возможность перегрева. Этим объясняется неодновременность исчезновения дефектов при увеличении энергии в импульсе. Как и в случае миллисекундного отжига, реальные скорости удаления дефектов были несколько выше расчетных, однако причины этому могли быть самые различные.

В пользу возможности кратковременного перегрева кристалла говорят результаты следующих экспериментов. Полированный и протравленный монокристалл кремния облучали импульсами рубинового лазера длительностью 20-30 нс [39]. До энергии в импульсе $2 \text{ Дж}/\text{см}^2$ никаких признаков изменения топографии поверхности, связанных с плавлением,

обнаружено не было, что проверялось профилометром с разрешением лучше 1 нм. Признаков плавления не было обнаружено и другими исследователями [40] в том случае, если имплантированные слои кремния не были аморфизированы. Отжиг проводился импульсами рубинового лазера длительностью 15 нс в интервале энергий 1,5-2,5 Дж/см². Для электрической активации в кремнии фосфора, внедренного при 200 кэВ дозой 3×10^{13} см⁻², нужны импульсы рубинового лазера с энергией более 1,8 Дж/см² ($\tau_i=20$ нс) [41]. Без учета перегрева импульсы с энергией 1,8 Дж/см² должны проплавить кремний на глубину около 500 им при среднем пробеге ионов фосфора 250 нм. С учетом возможности перегрева материала на глубине 250 нм кристаллическая решетка сохранится, хотя ее температура превысит 2500⁰С. Сохранятся частично и дефекты, препятствующие электрической активации внедренного фосфора.

Предположение о кратковременном перегреве кристаллической решетки приводит к ряду следствий, важных для интерпретации результатов по наносекундному импульсному отжигу. Так, при температуре 3400⁰С в Si равновесная концентрация свободных носителей, вычисленная по обычным формулам, составляет 2×10^{21} см⁻³, что приближается к концентрации свободных носителей в металлах [38]. Коэффициенты диффузии примесей достигнут величин $\sim 10^{-4}$ см²/с. характерных для расплавов. Расширение зоны проводимости и валентной зоны может привести к их слиянию.

В связи с изложенным, возникает вопрос, возможно ли состояние перегрева для аморфизированных слоев. По всей видимости, наблюдать такое состояние экспериментально будет трудно, так как переход аморфное вещество - расплав не столь четко выражен, как фазовое превращение кристалл - жидкость. Предположительно, теплота плавления аморфного кремния на порядок меньше, чем у кристаллического. Если по своей структуре аморфный слой близок к расплаву, то нагрев будет просто приводить к уменьшению его вязкости [42].

В работе [43] образцы Si ($\rho \approx 100$ Ом.см) облучались смешанным потоком быстрых и тепловых нейтронов ($\Phi = 10^{16}$ см⁻²). ЛО осуществлялся рубиновым лазером (ГОР-300). В результате лазерного воздействия достаточно большой мощности может быть получено полное восстановление исходных свойств материала независимо от способа выращивания по всей толщине материала. Из-за кратковременности воздействия, необходимые для этого температуры несколько выше, чем в случае термического отжига. Если мощность лазерного импульса недостаточна для полного отжига РД, использовались комбинации лазерного и изохронного отжигов. Процессы отжига РД в этом случае протекают несколько иначе, чем при чисто термическом отжиге. При лазерном отжиге из-за кратковременного высокотемпературного нагрева вакансионные кластеры начнут “разваливаться”, так как развиваемая температура достаточна для отжига любого из вакансионных комплексов. При этом, в объем устремится поток вакансий. Процесс отжига может не успеть завершиться в течении действия импульса и “заморозиться” на определенной стадии. Дефекты, подвижные и при комнатных температурах, дадут набор примесно-дефектных комплексов, в том числе и с низкой температурной стабильностью. Вакансии, аннигилируя с междоузельными атомами, дадут “очищение” области. Размеры этих областей и близость характера его проводимости с проводимостью остального объема и определяют электрофизические свойства кристалла.

Исследование одного определенного сорта РД обычно затруднено вследствие наличия других дефектов. Используемый процесс термического отжига не всегда дает возможность выделить дефекты данного сорта, поскольку в некоторых случаях несколько типов дефектов могут иметь близкие температуры отжига. С помощью лазеров можно проводить избирательный отжиг дефектов одного типа.

В работе [44] в качестве примера подробно рассмотрен вопрос о резонансном лазерном отжиге А-центров в монокристаллах Si. Известно, что А-

центры отжигаются с энергией активации ~ 1.3 эВ, причем температура отжига А-центров совпадает с температурой отжига дивакансии. Далее А-центры поглощают инфракрасное излучение с длиной волны 11.98 мкм., что соответствует энергии квантов ~ 0.1 эВ. Переориентация А-центра происходит с энергией активации ~ 0.4 эВ, т.е. высота барьера, разделяющего эквивалентные положения кислорода вблизи вакансии, ~ 0.4 эВ. Итак, атом кислорода, связанный с вакансией, находится в потенциальной яме глубиной ~ 1.3 эВ, имеющей два минимума, разделенных барьером ~ 0.4 эВ. В каждом из равновесных положений имеется четыре уровня, разделенных расстоянием ~ 0.1 эВ. Структура уровней, лежащих выше внутреннего барьера, неизвестна.

Облучая кристалл кремния лучом лазера с длиной волны излучения 11.98 мкм повышается, и делается не зависящей от температуры заселенность четвертого уровня. Это позволяет уменьшить температуру отжига А-центров в 1.4 раза и исследовать монокристаллы кремния n-типа, содержащие только дивакансии.

Таким образом, ЛО можно использовать как для восстановления физических свойств полупроводников после воздействия радиации, так и для изучения свойств этих дефектов.

В работе [45] полуизолирующий GaAs облучался ионами Te^+ ($E=40$ кэВ, $\Phi=10^{15}$ см $^{-2}$). ЛО проводился рубиновым лазером ($\tau=30$ нс, $E\sim 0.1$ Дж, $d\sim 0.5$ см 2). Исследовался спектр поглощения в области 2-5 мкм. После ионной имплантации коэффициент поглощения α увеличивался от $\sim 0.3\div 0.5$ см $^{-1}$ до 5×10^3 см $^{-1}$ ($\lambda=2$ мкм). ЛО приводит к полному восстановлению прозрачности материала.

Заканчивая рассмотрение вопроса об отжиге точечных дефектов, следует еще раз упомянуть об экспериментальном факте, важном с прикладной точки зрения и интересном с точки зрения изучения механизма ЛО. При отжиге разупорядоченных слоев наносекундными импульсами в режиме жидкофазной

кристаллизации наблюдается сохранение после отжига точечных дефектов типа А, Е, V-V -центров и др. на глубинах, где, согласно тепловым расчетам, слой находился некоторое время в расплавленном состоянии [32,35,46] . Если учесть, что у Si при переходе в жидкое состояние существенно меняется координационное число, то трудно представить, как могут в таких условиях "запомниться" точечные дефекты вакансионного типа. Исходя из этих соображений, авторы работы [32] высказали предположение о возможности сохранения кристаллической структуры отжигаемого слоя Si в условиях сильного (до 34000°C) перегрева, без перехода в расплав. Насколько это предположение реально, покажут дальнейшие эксперименты.

ГЛАВА II. МЕХАНИЗМЫ ИМПУЛЬСНОГО ФОТОННОГО ОТЖИГА.

Имеющиеся на сегодняшний день модели импульсного фотонного отжига условно можно разделить на две группы: термические и атермические модели. Под понятием атермических факторов способных повлиять на процессы лазерного отжига указываются генерированием светом за счет ионизации неравновесных электронов и дырок, возникновение ударных нагрузок генерация вакансий, когерентное взаимодействие лазерного излучения с атомами кристаллической решетки.

Из перечисленных факторов наибольшее внимание привлекают ионизационные эффекты. Механизм ионизационного ускорения отжига, согласно различным моделям, заключается в изменении зарядового состояния дефектов, преимущественной рекомбинации неравновесных носителей на несовершенствах решетки, разрыве связей и в изменении потенциальной энергии компонентов пар Френкеля.

Рассмотрим эти модели подробнее.

2.1. Тепловая модель лазерного отжига

[4,5,47,48 и ссылки в них].

В тепловой модели плавления и рекристаллизации считается, что энергия светового импульса передается фотовозбужденными носителями в решетку в виде тепла. В результате этого происходят локальный разогрев приповерхностного слоя, его плавление и последующая рекристаллизация.

Сторонники тепловой модели исходят из предположения, что при типичных режимах наносекундного ЛО основным механизмом безизлучательной рекомбинации является оже-рекомбинация с характерными временами $\tau \leq 10^{-9}$ с. Если это так, то энергия светового кванта передается в той же самой области, где он поглотился. Если учесть, что коэффициент

поглощения при типичных режимах ЛО составляет $\geq 10^4 \text{ см}^{-1}$, то вся поглощенная энергия выделяется в тонком приповерхностном слое толщиной $\sim 1 \text{ мкм}$. Это приводит к весьма быстрому (до $10^{10} \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$) разогреву этого слоя, вплоть до плавления. После окончания лазерного импульса вследствие эффективного диффузионного оттока тепла в подложку происходит резкое (до $10^8\text{-}10^9 \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$) охлаждение слоя. Проведенные в рамках тепловой модели расчеты температурных полей, возникающих в полупроводниках во время ЛО показали, что путем соответствующего выбора длительности лазерного импульса, длины волны и плотности энергии импульса светового излучения можно обеспечить нагрев до заданной температуры лишь тонкого ($\sim 1 \text{ мкм}$) приповерхностного слоя, не затрагивая базовый материал. Таким образом, создаются условия для локального термического отжига разупорядоченного полупроводника либо путем твердофазной кристаллизации при $T < T_{пл}$. (как это имеет место при обычном термическом отжиге ионно-легированных слоев), либо путем жидкофазной эпитаксиальной кристаллизации от ненарушенной подложки при температуре нагрева $T > T_{пл}$.

2.2. Модель холодного плазменного отжига

[49-52 и ссылки в них]

Суть этой модели заключается в следующем. В результате воздействия мощного, короткого ($10^{-8}\text{-}10^{-7} \text{ с}$) импульса света с квантом $h\nu > \Delta E_g$ в полупроводнике генерируется плотная ($\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$) долгоживущая ($\sim 100 \text{ нс}$) электронно-дырочная плазма. В этих условиях возможны два механизма отжига. Во-первых, в присутствии электронно-дырочной плазмы ковалентные связи тетраэдрических полупроводников, таких, как Si, настолько ослаблены, что они не могут стабилизировать фононные моды. Кристалл не способен сопротивляться напряжениям сдвига и поддерживать форму и в этом смысле должен быть назван жидкостью. Однако эта жидкость отлична от жидкого

расплавленного Si, т.к. в этом случае энергия, сообщенная кристаллу, первоначально концентрируется в нем в виде электронных возбуждений, а не в виде кинетической энергии колеблющихся атомов решетки, как это имеет место при классическом (термическом) плавлении. Переход в такое состояние можно назвать фазовым переходом II рода. Отжиг разупорядоченного слоя полупроводника происходит в процессе обратного фазового перехода к ковалентно-связанной фазе, причем без разрушающего влияния сильных термических градиентов. Второй возможный механизм отжига заключается в том, что плотная электронно-дырочная плазма нейтрализует кулоновские центры захвата дефектов в разупорядоченном слое и таким образом стимулирует диффузию дефектов и примесных атомов. Благодаря этому коэффициенты диффузии вакансий и других дефектов, а также примесных атомов возрастают на 5-6 порядков величины и тем самым обеспечиваются условия для эффективного восстановления кристаллической структуры полупроводника. В дальнейшем эта модель претерпел ряд изменений, но ее суть все таки заключается в том, что в очень тонком приповерхностном слое толщиной порядка 10^{-6} см достигается высокая концентрация экситонов Френкеля ($n \approx 4 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$), которые связываются с квантами плазменных колебаний в Бозе-квазичастицы испытывающие Бозе-конденсацию.

Строгий теоретический анализ физических процессов при ЛО с последовательно микроскопической точки зрения затруднен, поскольку в наносекундном, а особенно пико- и фемтосекундном режимах, требует выхода за рамки обычных приближений, используемых в теории неравновесных процессов в полупроводниках. Попытка же опереться на экспериментальные данные, чтобы 'сделать объективный выбор в пользу одной из конкурирующих моделей, оказывается совсем непростым и однозначным делом. Существует большое количество экспериментальных работ, допускающих интерпретацию с обеих точек зрения и в равной степени уязвимых для критики.

2.3. Химические связи

[8 и ссылки в нем]

Для объяснения процессов лазерного отжига, кроме вышеизложенной, имеется еще несколько теоретических моделей (см. параграф 2.4 и 2.5), в том числе и предложенная в данной диссертационной работе имеющих одну базовую концепцию. Эта концепция заключается в том, что воздействие излучения на полупроводник приводит к разрыву ковалентных связей и переводу электронов из связывающих состояний в валентной зоне в антисвязывающие состояния в зоне проводимости. Для лучшего понимания этих моделей рассмотрим что представляют из себя связывающие и антисвязывающие орбитали в ковалентных полупроводниках.

Известно, что связи в кристалле могут быть представлены как линейные комбинации атомных волновых функций (атомных орбиталей). Эти атомные орбитали для валентных электронов определяются валентными конфигурациями. Для Si, Ge, Ga и As валентные конфигурации имеют следующий вид:

Si: атомный остов + $3s^23p^2$;

Ge: атомный остов + $4s^24p^2$;

Ga: атомный остов + $4s^24p^1$;

As: атомный остов + $4s^24p^3$,

где верхние индексы обозначают число электронов в подоболочках.

Однако атомные орбитали, формирующие связи, не соответствуют основному состоянию атомов. В полупроводниках с четырьмя валентными электронами на атом каждый атом является элементом тетраэдрической структуры (рис.2.1.), что позволяет распределить восемь электронов (два электрона на связь), соответствующих заполненной оболочке. Такая конфигурация может быть сформирована из гибридизованных орбиталей ψ_i для каждого атома. Орбитали ψ_1, ψ_2, ψ_3 и ψ_4 имеют максимальные значения вдоль направлений, показанных на

рис.2.2. Сравнение рис.2.1. и 2.2. ясно показывает важную роль гибридных орбиталей в образовании связей.

Гибридные орбитали не соответствуют основному состоянию атома (тогда как атомные - соответствуют). Для перевода электрона в гибридное состояние обычно требуется энергия порядка 5-10 эВ. Эта энергия обеспечивается в кристалле благодаря взаимодействию между атомами. Связывающий энергетический уровень расположен ниже основного атомного состояния на величину порядка 1 эВ на один валентный электрон (энергия связывания).

В твердом теле гибридные (или направленные) орбитали объединяются в связывающие и антисвязывающие (несвязывающие) орбитали, формируя ковалентные связи.

Связывающая орбиталь ψ_b состоит из двух направленных орбиталей, принадлежащих ближайшим атомам и так скомбинированных по фазе, что ψ_b велика в пространственной области между этими атомами, как показано на рис.2.3.

Антисвязывающая орбиталь ψ_a аналогична связывающей за исключением того, что фаза между направленными орбиталями такова, что ψ_a имеет узел в промежутке между атомами.

Несвязывающая орбиталь сосредоточена на одном атоме и не имеет направленного характера.

Связывающее состояние имеет самую низкую энергию вследствие перекрытия кулоновских потенциалов ближайших ионных остовов (рис.2.4.). Антисвязывающее состояние имеет самую большую энергию. Обычно связывающие состояния заполнены, а антисвязывающие - пусты.

Если все атомы в кристалле одинаковы (как, например, в Si или Ge), то связывающая орбиталь между ближайшими соседями 1 и 2 имеет вид

$$\psi_b \approx \psi_1 + \psi_2 \quad (2.1)$$

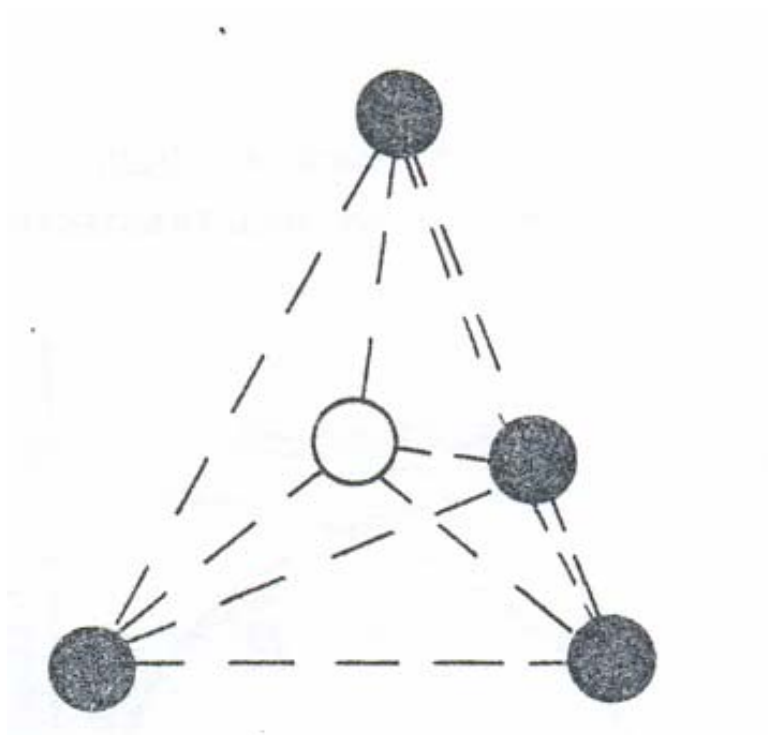


Рис.2.1. Тетраэдрическая атомная конфигурация

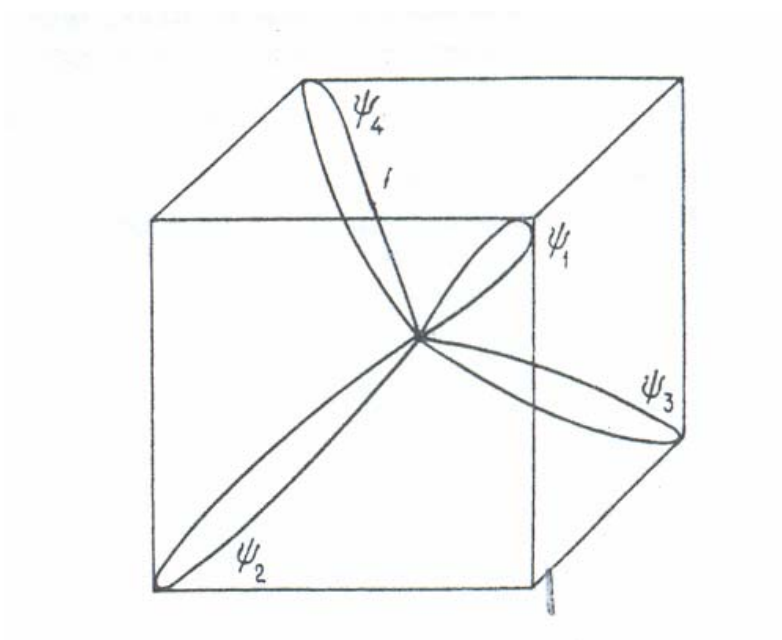


Рис 2.2. Гибризованные орбитали ψ_1 , ψ_2 , ψ_3 , ψ_4 .

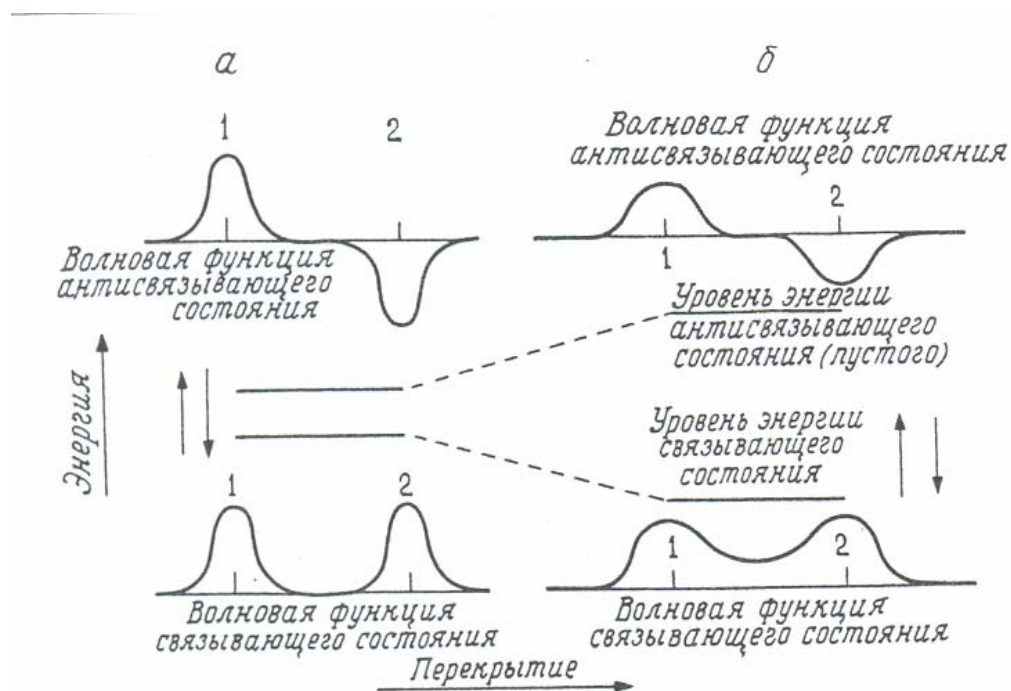


Рис.2.3. Образование связывающих и антисвязывающих состояний:
a – атом; *б* – кристалл.

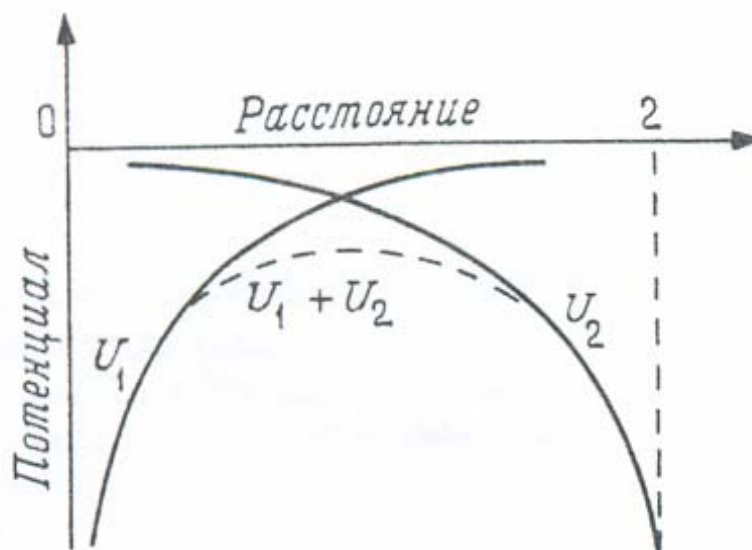


Рис.2.4. Перекрывание потенциалов ближайших ионных остовов.

Это соответствует чисто ковалентной связи. В многокомпонентных полупроводниках, таких, как GaAs, связывающие орбитали содержат весовой множитель λ :

$$\psi_b \approx \psi_1 + \lambda \psi_2 \quad (2.2)$$

который можно интерпретировать в терминах долей времени f_1 и f_2 , которые связывающий электрон проводит на первом или втором атоме соответственно:

$$f_1 = \frac{1}{1 + \lambda^2}; \quad f_2 = \frac{\lambda^2}{1 + \lambda^2}$$

Электроны в связывающих состояниях большую часть времени проводят на анионах As а электроны в антисвязывающих состояниях - на катионах Ga (рис.2.5).

В ковалентных кристаллах энергетический зазор между связывающими и антисвязывающими состояниями зависит от длины связи. В ионных соединениях имеется также вклад, зависящий от разности атомных потенциалов. Справедливо соотношение

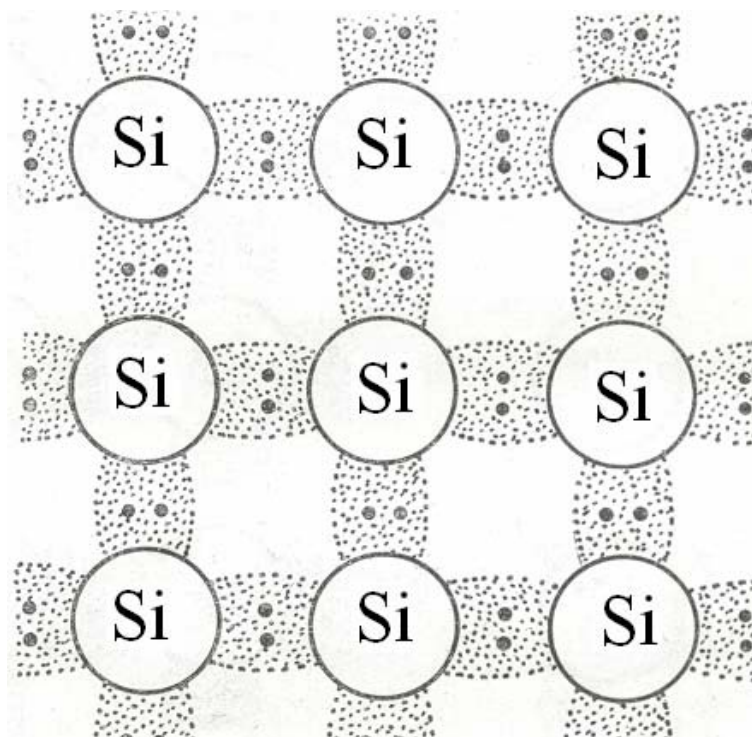
$$\varepsilon_{ba}^2 = \varepsilon_h^2 + C^2 \quad (2.3)$$

Здесь ε_{ba} - энергетическая щель между связывающим и антисвязывающим состояниями, ε_h - энергетическая щель, обусловленная ковалентной частью потенциала, и C - вклад ионного потенциала в энергетическую щель. Относительная степень ионности и ковалентности связи определяются соотношениями

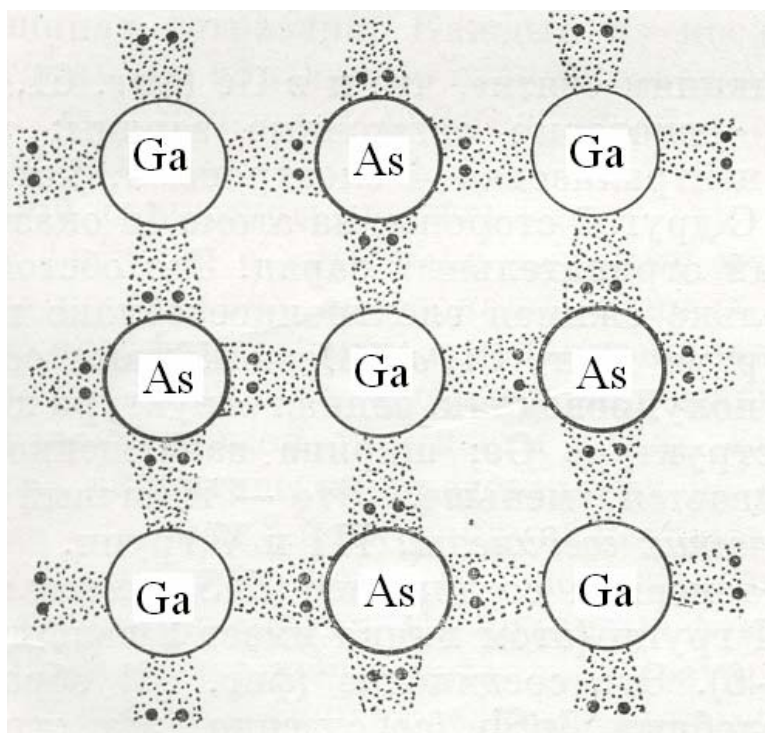
$$f_i = \frac{C^2}{\varepsilon_{ba}^2} \quad (2.4)$$

$$f_c = \frac{\varepsilon_h^2}{\varepsilon_{ba}^2} \quad (2.5)$$

В случае Ga As - $\varepsilon_h = 4.32$ эВ; $C = 2.90$ эВ; $\varepsilon_{ba} = 5.20$ эВ и $f_i = 0.310$



a)



б)

Рис. 2.5. Электронная структура (схематически): а) –Si, б) –GaAs.

2.4. Модель неравновесного фазового перехода ковалентный полупроводник-металл под воздействием лазерного излучения

[53,54 и ссылки в них].

Интерес к электронным механизмам фазовых переходов в ковалентных полупроводниках (Si, Ge, соединения A^3B^5) вызван следующим. Оптическое возбуждение валентных электронов означает эффективное ослабление ковалентной связи между атомами кристалла. Поэтому с увеличением интенсивности возбуждения свойства системы будут изменяться аналогично их изменению в ряду Si-Ge-Sn-Pb с увеличением атомного номера. Как известно, при переходе от Si к Ge понижается сдвиговая устойчивость алмазной решетки, уменьшается температура плавления. В олове раньше плавления при температуре $\sim 14^0\text{C}$ происходит структурный переход в тетрагональную металлическую фазу, в свинце металлическая фаза реализуется уже во всем интервале температур. Изменяются также свойства расплава - если в Si и Ge число ближайших соседей ~ 6.5 , то в расплавах олова и свинца – 11-12.

В кремнии, германии, соединениях A^3B^5 экспериментально и теоретически установлено существование кристаллических модификаций, близких по энергии к основной фазе с алмазной решеткой. Поэтому под воздействием лазерного излучения возможны переходы из алмазной фазы в близкие по энергии кристаллические состояния или в расплав с отличным от равновесного ближним порядком.

Кинетика фазовых превращений в этом случае будет определяться как разогревом решетки, так и электронными механизмами. Характерные времена электронных фазовых переходов, по-видимому, значительно короче тепловых (в экспериментах на VO_2 , где роль тепловых и электронных механизмов удалось разделить, электронные времена $\tau_e \sim 10^{-12}\text{c}$ оказались меньше тепловых $\varphi_T \sim 10^{-9}\text{c}$ по крайней мере на три порядка).

Наличие двух различных временных масштабов может привести к интересным особенностям кинетики. Например, переход из полупроводниковой фазы в металлическую (твердую или расплав) должен сопровождаться «выключением» электронных механизмов за времена порядка времен релаксации возбуждений (так как поле излучения вытесняется из объема металла к поверхности на глубину скин-слоя). Если удельный вклад электронных факторов достаточно велик, то за короткие времена $\tau_R \ll \tau_T$ система может оказаться в метастабильном или даже в неустойчивом состоянии. Эффект исчезновения потенциального барьера между фазами, связанный с конечным временем жизни неравновесных квазичастиц, наблюдался экспериментально при конденсации электронно-дырочных капель в Si и Ge. Формирование расплава с отличным от равновесного ближним порядком атомов (вследствие ослабления ковалентной связи при лазерном облучении) может существенно сказаться на динамике системы. Дело в том, что кинетика кристаллизации уже при скоростях охлаждения ~ 1 к/с оказывается чувствительной к особенностям структуры расплава. В условиях лазерного воздействия скорости охлаждения достигают $\sim 10^{10}$ к/с и выше, следовательно, роль особенностей строения ближнего порядка должна значительно возрасти. Возможность реализации при лазерном облучении структурных переходов имеет большое прикладное значение, поскольку она открывает перспективы формирования в результате программированного лазерного воздействия чередующихся определенным образом различных кристаллических модификаций, что может послужить основой для создания новых электронных приборов.

К сожалению, теоретический анализ электронных механизмов фазовых переходов в ковалентных полупроводниках сложен, даже если пренебречь разогревом решетки. Поэтому соответствующие оценки носят в основном качественный характер.

В этой работе обращается внимание на возможность обобщения псевдопотенциальной схемы вычисления равновесных свойств (энергии структуры, фононных спектров) ковалентных полупроводников на случаи сильно неравновесного состояния электронов. В рамках этой модели исследуются неравновесные фазовые переходы, индуцированные интенсивной оптической генерацией квазичастиц в кремнии и арсениде галлия.

В кремнии условия реализации структурных переходов оказываются выполненными при концентрации неравновесных носителей $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Такие уровни возбуждения достигаются на пико- и субпикосекундных лазерных импульсах. В GaAs критические концентрации составляют $7-9 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что отвечает фемтосекундному диапазону.

В аморфных фазах структурные переходы возможны при значительно меньших концентрациях возбуждений, достигаемых (в случае Si) уже при использовании наносекундных импульсов.

2.5. Модель фазового перехода твердое состояние-жидкость в ковалентных полупроводниках [55-57, и ссылки в них].

Фазовый переход I рода (твердое тело - жидкость) характеризуется скрытой теплотой и изменением объема. Энергия сцепления между атомами в процессе плавления уменьшается незначительно, но при этом уже наблюдаются механическая нестабильность (уменьшение сопротивления сдвигу и увеличение текучести) и резкий рост коэффициента диффузии. Для объяснения этих явлений на примере ковалентных кристаллов Ge, Si предлагается возможный механизм, основанный на рассмотрении изменения квантового состояния связывающих электронов при нагреве.

Известно, что при образовании ковалентного кристалла из отдельных атомов в приближении сильной связи происходит гибридизация атомных

орбиталей, в которой есть одно s - и три p - состояния, причем потолку валентной зоны соответствуют p -состояния, а дну зоны проводимости - s -состояния электронов. При низких температурах валентная зона полностью заполнена и связи между атомами осуществляются в основном p -орбиталями, чем и обусловлена направленность этих связей. Каждому переходу из валентной зоны в зону проводимости соответствует электрон в зоне проводимости (разрыхляющее s -состояние) и дырка в валентной зоне (разорванная связь). С ростом температуры растет число электронов, переходящих из валентной зоны в зону проводимости и изменивших свое квантовое состояние ($p \rightarrow s$). Чем больше электронов в зоне проводимости, тем больше в кристалле число атомов, приобретающих добавочную степень свободы относительно вращательного движения (s -орбитали имеют сферическую симметрию), и, следовательно, растет степень изотропности кристалла. При температуре плавления концентрация электронов и дырок достигают критического значения (для Ge и Si $n_{кр} \sim 10^{19}$ - 10^{20} см⁻³). Это то значение концентрации носителей заряда, когда за время одного колебания атомов решетки ($t_{кол} = 4A/V_A \sim 10^{-12}$ - 10^{-13} сек, где A – амплитуда колебания атомов, V_A – скорость атома) электрон и дырка успевают оказаться около каждого атома решетки и это равносильно уменьшению энергии связи между атомами во всем кристалле, т. е. при этой концентрации возбужденное состояние (электрон и дырка) становится общим для всего кристалла, тогда как до критической концентрации оно было локальным. Следовательно, при фазовом превращении система, состоящая из большого числа взаимодействующих частиц, подвергается резкой внутренней перестройке при незначительных изменениях внешних условий. Такая перестройка может происходить благодаря коллективности движения электронов, дырок и атомов.

Время необходимое для электрона или дырки, чтобы побывать у всех атомов своего эффективного объема (весь объем кристалла,

разделенный на концентрацию электронов или дырок), мы будем называть временем обегания $t_{об} = NL/V_e$, где N – концентрация атомов, которые обегает электрон в своем эффективном объеме, L – расстояние между атомами решетки, V_e – скорость электрона. $N = N_A/n_i$, где N_A – концентрация атомов решетки, а n_i – концентрация электронов. При температуре плавления выполняется соотношение

$$t_{об} \leq T_{кол}; \quad \frac{N_A L}{n_i V_e} \leq \frac{4A}{V_A}; \quad n_i \geq \frac{N_A L V_A}{4V_e A}; \quad V_e = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}}; \quad V_A = \sqrt{\frac{kT}{M_A}}$$

$$n_i \geq n_{cr} = \frac{N_A L}{4A\sqrt{3}} \sqrt{\frac{m^*}{M_A}} = \alpha N_A \sqrt{\frac{m^*}{M_A}}, \quad \frac{L}{4\sqrt{3}A} = \alpha \sim 1$$

и определяется по значению величины амплитуды колебания атома, m^* — эффективная масса проводимости электронов или дырок, M_A — масса атомов решетки. Оценки критических концентраций для Ge, Si и GaAs (за массу атома в GaAs берется усредненная масса Ga и As) соответственно дают значения 2×10^{25} ; 6×10^{25} ; 4×10^{24} м⁻³. При этом учитывается и тот факт, что начиная с момента плавления (даже в некотором интервале до плавления), кроме температурного сужения ширины запрещенной зоны, происходит также сужение зоны, вызванное экранированным кулоновским взаимодействием (при температурах $T < T_{пл}$, это сужение несущественно).

Можно сказать, что переданная извне энергия расходуется на изменение связей (образование электронно-дырочных пар) и образование дефектов (требующих при $T \sim T_{пл}$, из-за сильного сужения запрещенной зоны, меньшей энергии, чем при $T < T_{пл}$); эти явления, в свою очередь, вызывают изменение симметрии кристалла (структура кристалла становится плотно упакованной) и возникают новые энергетические зоны, в которых электроны находятся в связывающих зонах (или на связывающих орбиталях). Полученная вследствие плавления жидкость обладает металлическими свойствами и имеет более плотную упаковку атомов, чем в твердом состоянии, характеризующемся ковалентными связями, и,

следовательно, объем жидкой фазы меньше объема твердой фазы, что и подтверждается на примере Ge.

На основе предложенного механизма фазового перехода можно объяснить механическую нестабильность при переходе твердое тело-жидкость. На самом деле в жидкости удельный вес электронов в s -состоянии велик и в силу изотропизации связи (перекрывание s -сферических орбиталей) атомы будут перемещаться свободнее относительно друг друга, чем и обеспечиваются изменения упругости и текучести. При этом, так как в жидкости, электроны связывающие (как и в случае металла), уменьшение энергии связи будет незначительным.

В жидкости по сравнению с кристаллической структурой из-за $p \rightarrow s$ -перехода связывающих электронов атомы могут перемещаться один относительно другого за счет незначительной энергии активации (это равносильно выведению атома на седловую точку). Кроме того, известно, что электроны, находящиеся в s -состоянии, обладают самой большой пространственной протяженностью и атомы, находящиеся на седловой точке, уже успевают образовывать связи с соседними атомами, т. е. разрыв связей данного атома с окружающими атомами и образование связей с новыми атомами происходят почти непрерывно (как бы переползает атом) и высота барьера значительно уменьшается, что и ведет к резкому увеличению коэффициента диффузии, как и можно было ожидать в связи с тем, что это связано с изотропным распределением отрицательного заряда вокруг атомов в веществе.

Следует отметить, что критическая концентрация - постоянная величина для данного полупроводника и, следовательно, от способа генерирования s^- -электронов (антисвязывающих) не зависит. На этих соображениях основано предлагаемое объяснение процесса лазерного отжига.

Если в аморфном слое полупроводника фотонами создать концентрацию возбужденных состояний больше, чем n_{cr} , то можно получить состояние вещества,

так называемую «холодную жидкость», которое при температурах, меньших T_{nl} , будет обладать механической нестабильностью, аналогичной наблюдаемой в процессе плавления. За время жизни возбужденных электронных состояний атомы совершают несколько тысяч колебаний, и естественно, что вещество может перейти из метастабильного аморфного в кристаллическое состояние, соответствующее минимуму полной энергии. При этом выделяемая энергия будет активизировать процесс диффузии примеси.

ГЛАВА III. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Для изучения свойств и механизмов отжига РД, созданных в Si, GaAs, SiC, при облучении высокоэнергетичными частицами (ионы, нейтроны, электроны) исследовались электрофизические (удельное сопротивление, контактное сопротивление, слоевое сопротивление, вольтамперная характеристика, время жизни неравновесных носителей) оптические (коэффициент отражения, коэффициент поглощения, электролюминесценция), структурные (параметр решетки, структурное состояние, дефектность поверхности) и механические (микротвердость) свойства.

3.1. Исследуемый материал. Приготовление образцов.

Выбор образцов Si и GaAs и их дальнейшее приготовление определялось требованиями, предъявляемыми используемыми методами исследования.

Часть образцов представляли из себя пластины или эпитаксиальные структуры Si или GaAs выпускаемые промышленностью, с полированной поверхностью 14 классом точности. Толщина этих пластин в условиях эксперимента не менялась, т.е. они в дальнейшем не подвергались шлифовке. Однако нарезались в виде образцов, размерами определенными условиями эксперимента. Все образцы перед экспериментом подвергались химической обработке. Производили трехкратное кипячение в толуоле. После этого – трехкратное кипячение в изопропиловом спирте с последующим кипячением в диметил-формамиде и обработкой в 10%-ом HF. Если поверхность не является зеркально гладкой, то проводится химическая обработка полирующим травителем $\text{HNO}_3:\text{HF}:\text{CH}_3\text{COOH}$ с объемным соотношением компонент 3:1:1 или 10:1:1. Образцы промывались в потоке деионизованной воды. Сопротивление воды составляло более 4 Мом. Затем производили сушку образцов на центрифуге. Возможность возникновения окисного слоя на

поверхности образца во время термического или фотонного воздействия контролировали на установке лазерной эллипсометрии и Вольт-Фарадной характеристике. При необходимости тонкий окисный слой удаляли в 10%-ом HF.

При проведение оптических исследований, когда возникала необходимость проведения измерений на образцах разной толщины выбор образцов Si и GaAs и их дальнейшее приготовление определялось требованиями, предъявляемыми используемыми методами исследования. Для проведения оптических исследований образцы шлифовались микро порошками М7 и М3, а затем полировкой алмазной пастой АСМ-1 удалялся слой ~ 20 мкм. Такой же слой удалялся химическим травлением в составе $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ с объемным соотношением компонент 3:1:1 или 5:1:1 при комнатной температуре.

Толщина образцов (d) выбиралась соответственно величине коэффициента поглощения в исследуемом интервале энергии ($ad \approx 1$). При изготовлении тонких ($d < 0.01$ см) образцов, после механико-химической обработки одной стороны пластин, образец клеился лаком к плоскопараллельной стеклянной пластинке и в той же последовательности обрабатывалась вторая сторона до получения нужной толщины.

Эпитаксиальные структуры клеились на пластине со стороны эпитаксиальной пленки, а подложка с частью эпитаксиальной пленки (не менее 5 мкм), снималась вышеописанным способом. Толщина образца контролировалась микрометром с точностью 1 мкм. Для удаления образцов со стекла они помещались в ванну с ацетоном до растворения лака. Такой способ приготовления образцов особенно важен при работе с облученными кристаллами, так как исключает их нагрев. Полученные тонкие пластины имели зеркальную поверхность без механически нарушенного слоя.

Готовые пластины помещались в специальные кассеты из нержавеющей стали с отверстием, полностью закрываемым исследуемым образцом.

Исследование МТ и параметра решетки проводилось на этих же кристаллах ($d > 200$ мкм) и не требовало какой-нибудь дополнительной обработки поверхности.

3.2. Методики измерений.

Исследование спектров поглощения производилось на установке схематически изображенной на рис.3.1.

Применялась амплитудная модуляция поступающего на монохроматор белого света. Механический модулятор одновременно управлял работой синхронного детектора В9-2, Усиление электрического сигнала осуществлялось узкополосным усилителем В6-6 и, после синхронного детектирования, спектры пропускания регистрировались самопишущим потенциометром КСП-4.

В качестве монохроматора использовался МДР-2 со сменными решетками. В наших экспериментах использовались решетки: 600 шт.мм^{-1} и 300 шт.мм^{-1} . Диапазон работы прибора $1 \div 2,5$ эВ и $0,5 \div 1,25$ эВ, с линейной дисперсией, соответственно $0,32 \text{ нм}$ и $0,64 \text{ нм}$.

В качестве приемника сигнала использовался - при работе с решеткой 600 шт.мм^{-1} - фотоэлектронный умножитель ФЭУ-62, и в случае решетки 300 шт.мм^{-1} сернисто-свинцовое охлаждаемое фото-сопротивление.

Формула, связывающая интенсивности падающего (I_0) и прошедшего (I) через плоскопараллельный образец света, с учетом многократного отражения от поверхности, имеет вид:

$$I = I_0 \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1-R^2 e^{-2\alpha d}} \quad (3.1)$$

где d – толщина образца, R - коэффициент отражения, α – коэффициент поглощения, для которого имеем выражение:

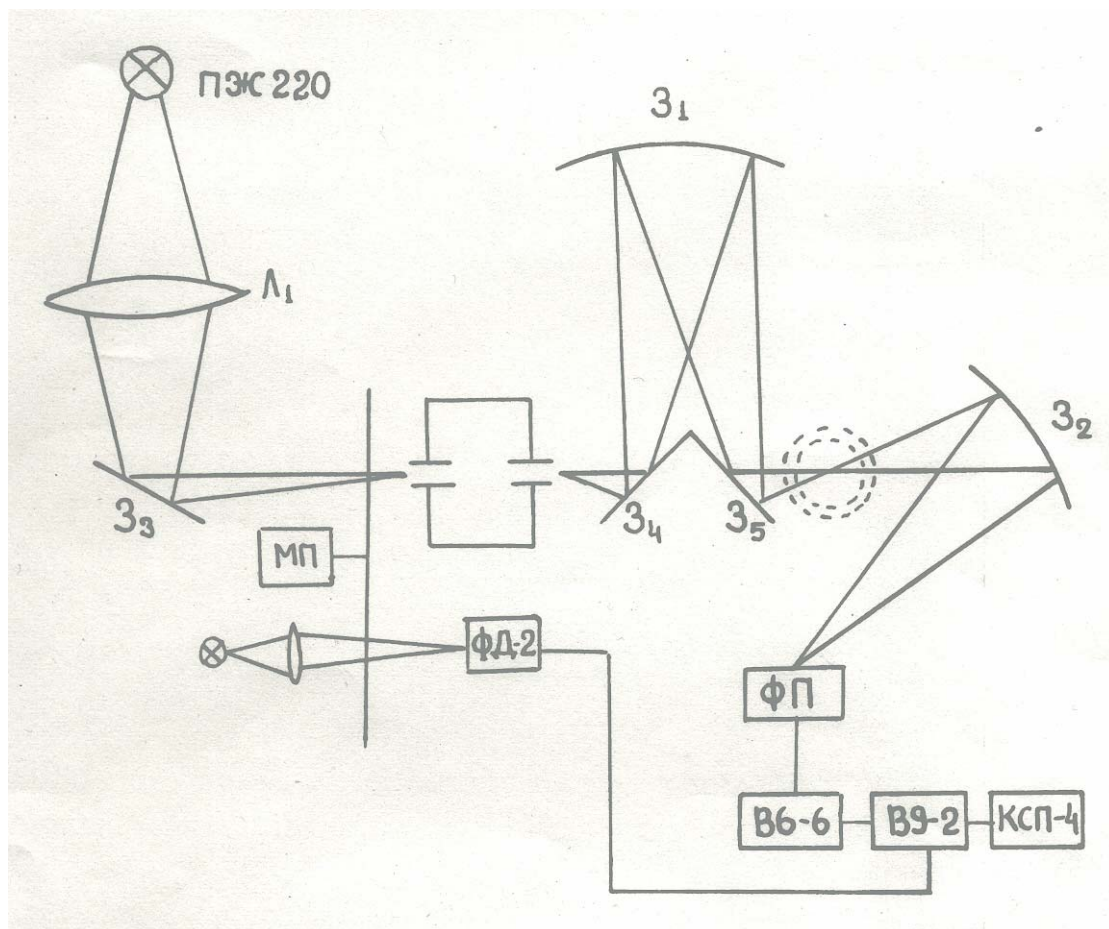


Рис. 3.1. Блок схема установки.

$$\alpha = -\frac{1}{d} \ln \left[\sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{1-R}{R} \right)^4 \left(\frac{I_0}{I} \right) + \frac{1}{R^2}} - \frac{1}{2} \left(\frac{1-R}{R} \right)^2 \frac{I_0}{I} \right] \quad (3.2)$$

Значения I_0 и I определяются по спектрам пропускания.

Для исследования электрофизических свойств полупроводника, необходимы низкоомные, невыпрямляющие контакты металл-полупроводник. Эти контакты должны иметь стабильные свойства при облучении кристаллов высокоэнергетическими частицами, что не всегда удается достичь, особенно при больших дозах облучения. Поэтому, для измерения удельного сопротивления образцов, применялся метод исключения влияния контактов, позволяющий измерить ρ в независимости от качества нанесенных на кристаллы контактов [58]. На исследуемые образцы зондами осуществлялись четыре прижимных контакта и измерялись сопротивления между контактами R_{14} , R_{12} , R_{23} , R_{34} расчет удельного сопротивления производился по формуле:

$$\rho = q \frac{(R_{14} - R_{12} + R_{23} - R_{34})S}{2L_{23}} \quad (3.3)$$

где L_{23} - расстояние между контактами 2,3; S – поперечное сечение кристалла; q – поправочный коэффициент, зависящий от геометрии кристалла и расстояния между контактами. Погрешность измерений составила 10%. Измерения поверхностной и объемной твердости проводились на установке “Durimet” фирмы “Leitz”. Измерения проводились путем вдавливания стандартной четырехгранной алмазной пирамиды Кнупа с ромбическим основанием и углами между противоположными ребрами $130^0 \pm 30'$ $172^0 \pm 20'$. Зная углы поперечной и продольной грани пирамиды вычисляли глубину внедрения зонда в образце, равном по величине 1/30 части размера большой диагонали отпечатка.

При измерениях использовались нагрузки на индентор 5, 10, 25, 50, 100, 200 и 300г. На приборе измерялась большая диагональ ромба. Микротвердость вычислялась по формуле:

$$H_k = 14,23 \times 10^3 P/d^2. \quad (3.4)$$

где P - нагрузка; d - диагональ отпечатка.

Для определения величины МТ материала на каждой нагрузке проводилось 50 измерений по всей поверхности кристалла. Полученные данные обрабатывались на ЭВМ, входящей в комплект прибора. Рассчитывалось среднее значение МТ и среднее квадратичное отклонение.

Измерение параметра решетки проводилось на рентгеновском дифрактометре общего назначения ДРОН-3м. Источником излучения служила рентгеновская трубка БСВ-24. Во время экспериментов использовалось Cu_{ka} излучения.

Первичное рентгеновское излучение монохроматизировалось с помощью достаточно совершенного кристалла Si марки КДБ-2000 или GaAs марки АГЧ-11-16. Малая расходимость падающего пучка позволяла проводить измерения параметра решетки, при которой абсолютная погрешность измерения составляла $\pm 0.0002 \text{ \AA}$.

Исследования проводились в четвертом порядке отражения от плоскостей (111) и (100) и во втором порядке отражения от плоскостей (100).

На данной установке проводились также исследования кривых дифракционного отражения в двухкристальном режиме. Для получения не искаженной формы кривой дифракционного отражения, кристалл располагался параллельно с монохроматором.

Исследование степени аморфности или кристалличности поверхностных слоев полупроводника после ионной имплантации и соответствующих отжигов проводилось электронографическим методом с помощью электронного микроскопа УЭМВ-100 К. Электронограммы снимались методом "на отражение".

Измерение времени жизни неосновных носителей проводилось методами исследования кинетики собственной фотопроводимости и измерения времени восстановления обратного сопротивления. Для возбуждения фотопроводимости использовалась мощная импульсная лампа ИСШ-400, которая давала световой

импульс длительностью 5 мкс, причем передний фронт импульса имел время нарастания 10^{-8} с, а задний фронт релаксации – 10^{-7} с. Такой резкий передний фронт импульса достигается применением малоинерционного конденсатора в схеме питания лампы. Свет от лампы фокусировался на образец, к которому прикладывалось постоянное напряжение. Сигнал с нагрузочного сопротивления подавался на осциллограф С7-8 с запоминающей трубкой. Лампа ИСШ-400 обеспечивала достаточно высокий уровень возбуждения, а для исключения влияния уровней использовалась постоянная подсветка. При таких условиях эксперимента кривые нарастания и спада фототока имели экспоненциальный характер, так что осуществлялась линейная рекомбинация фотопроводимости. В этом случае время жизни неравновесных носителей легко определить по кривым релаксации фотопроводимости [59].

Принципиальная электрическая схема измерения времени восстановления обратного сопротивления представлена на рис.3.2. Использовались стробоскопический осциллограф С7-8, генератор прямоугольных импульсов Г5-48 и специальный адаптер. На пленках арсенида галлия создавались *p-n* переходы путем напыления серебряных контактов. От ЛИПС П-10 на *p-n* переход подавалось прямое смещение. Затем от генератора Г5-48 подавался импульс обратного напряжения, запирающий измеряемый *p-n* переход. На осциллографе С7-8 измерялось время нарастания обратного тока через *p-n* переход. Из зависимости, существующей между временем жизни τ , током нарастания $i(t)$ и временем восстановления обратного сопротивления t , $i(t) \sim \exp(-t/\tau)$ определяем τ . Погрешность измерения $\pm 20\%$.

Для измерения значений контактных сопротивлений применяли тестовые ячейки с 5 контактами. Площадь каждой ячейки составляла 100×100 мкм². Расстояние между контактными областями составляло 5, 10, 20 и 40 мкм (рис.3.3.). Построив график зависимости величины сопротивления между контактами от расстояния, как это показано на рис.3.4., можно оценить величину контактного сопротивления R_k .

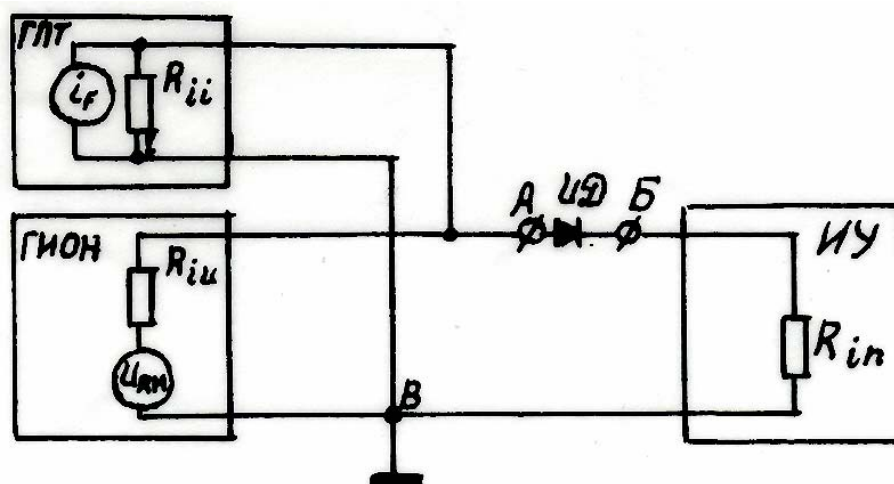


Рис.3.2.Схема измерения времени жизни неосновных носителей заряда.

ГПТ - генератор прямого тока,

ГИОН - генератор импульса обратного напряжения,

ИУ – измерительное устройство,

R_{ii} – выходное сопротивление генератора ГПТ,

R_{iu} – внутреннее сопротивление генератора ГИОН,

R_{in} – входное сопротивление устройства ИУ.

Для изучения спектров отражения в области энергий фотонов 1.03-6.22 эВ, использовали комплекс спектрально-вычислительный универсальный - КСВУ-2, собранный на базе монохроматора МДР-23 [60]. Измерение спектров отражения в инфракрасной области 1.03-0.3 эВ проводили на установке комплекс спектрально-вычислительный инфракрасный – КСВИ, собранный на базе монохроматора спектрометра ИКС-31 [60].

Спектры пропускания образцов, а также спектры излучения светоизлучающих диодов измерялись на спектрофотометре - “Shimadzu” UV-21.

Вольт-Амперные характеристики светодиодов измеряли на измерителе характеристик Л2-56. Сила света измерялась на фотометре постоянных источников (ФПИ). Внешний вид поверхности до и после облучения визуально оценивали с помощью микроскопа ММУ-3.

Измерение слоевого сопротивления ρ_s осуществлялось четырехзондовым методом [6]. Схема измерения приведена на рис.3.5. Через зонды 1 и 4 пропускается ток I , на 2 и 3 измеряется падение напряжения U_{23} . По измеренным значениям U_{23} и тока через зонды 1 и 4 можно определить величину поверхностного сопротивления ρ_s , которая определяется по формуле

$$\rho_s = 2\pi s U_{23}/I$$

где s - расстояние между зондами.

3.3. Облучение высокоэнергетическими частицами.

Термический и фотонный отжиги.

Облучение электронами с энергией 2-4 МэВ проводилось на ускорителе “электроника” ЭЛУ 5-1-5.

Исследуемые образцы облучались в среде жидкого азота и на воздухе. Во втором случае, во избежание нагрева кристаллов применялось принудительное воздушное охлаждение.

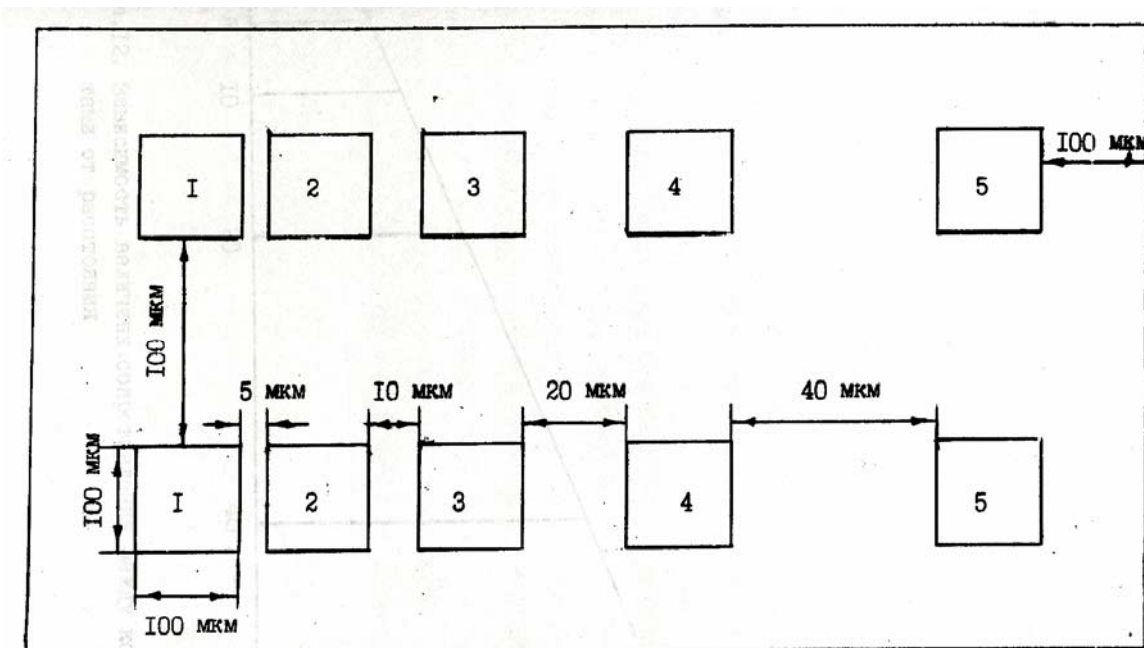


Рис. 3.3. Схема тестовых ячеек с пятью контактами.

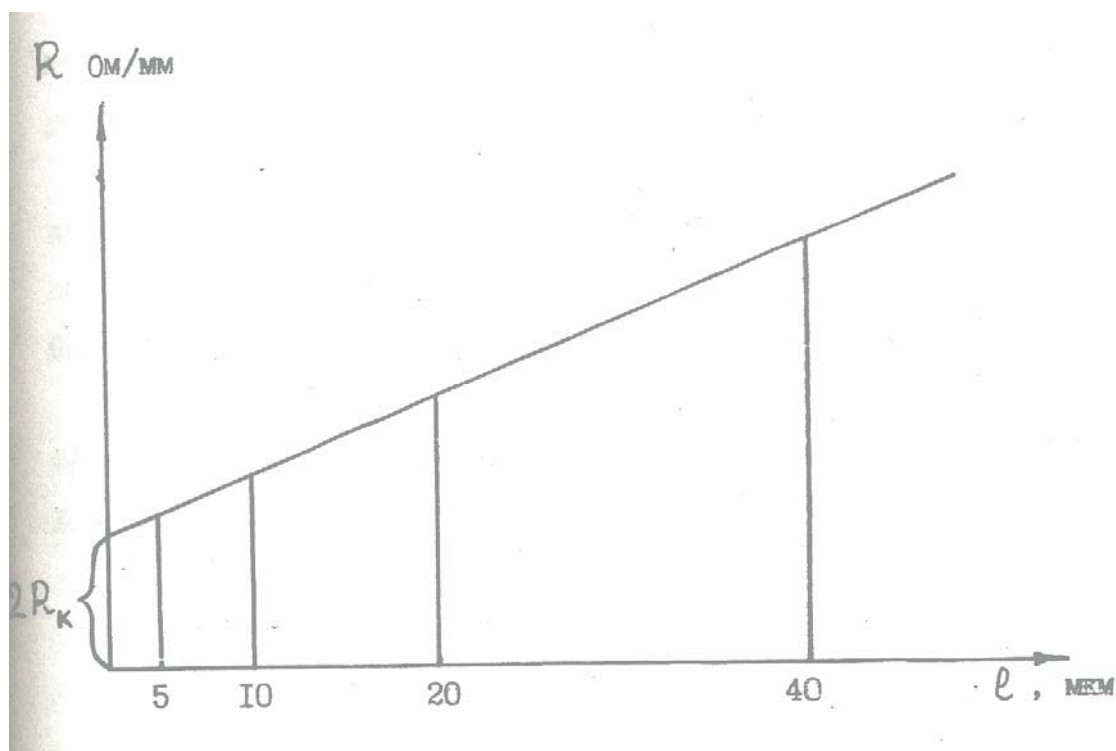


Рис.3.4. Зависимость величины сопротивления между контактами от расстояния.

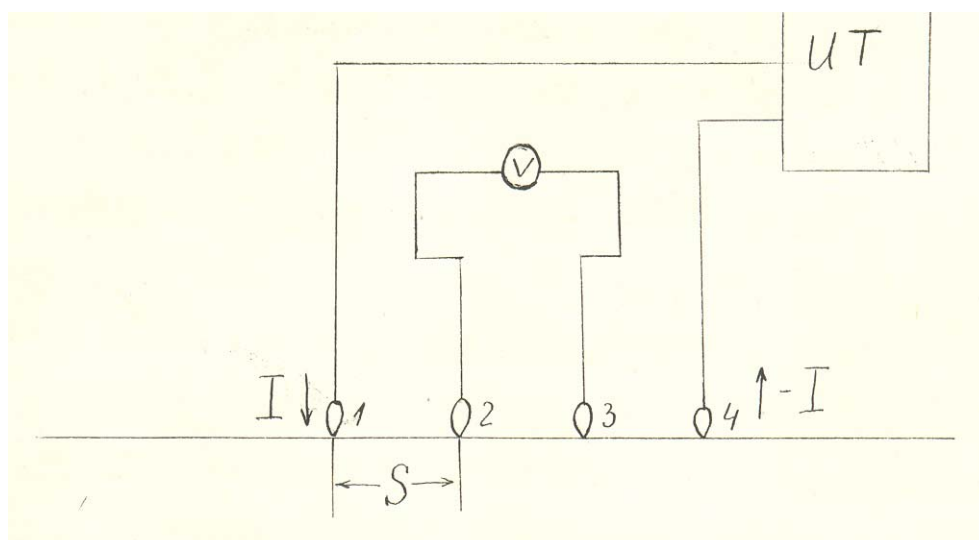


Рис. 3.5. Схема измерения четырехзондовым методом.

Для облучения, при температуре жидкого азота, использовался специальный резервуар из нержавеющей стали. Пучок электронов вводился в резервуар через алюминиевое окно толщиной 0.1 мм. Держатели с образцами специальным устройством на салазках опускались в резервуар с азотом и с помощью обоймы жестко фиксировались в центре окна. После облучения держатели с образцами с помощью алюминиевых стаканчиков переносились в сосуд Дьюара с жидким азотом и все дальнейшие работы, связанные с измерениями, проводились непосредственно в жидком азоте.

Дозиметрия при электронном облучении осуществлялась с помощью цилиндра Фарадея и точность измерения потока составляла $\pm 15\%$.

Облучение быстрыми нейтронами проводилось в мокром канале ядерного реактора ИРТ-М. Для ослабления потока тепловых нейтронов, вызывающих ядерные превращения образцы помещались в кадмиевые пеналы толщиной стенок 1 мм. Температура образцов при облучении не превышала 300 К. Дозиметрия велась по отсчету времени облучения на основе данных об интенсивности потока в точке облучения. Погрешность измерения не превышала $\pm 20\%$.

Облучение ионами бора осуществлялось на установке для ионной имплантации “Везувий-2”, имеющий ускоряющий потенциал от 20 до 150 кэВ. При внедрении ионов образцы находились в вакууме $\sim 2 \times 10^{-4}$ Па, и его температура при этом не превышала ~ 340 К. Дозиметрия велась по отсчету времени облучения при известной интенсивности потока ионов. Погрешность измерения не превышала $\pm 15\%$.

Облучение ионами аргона осуществляли на установке фирмы “High Voltage Engineering Europa”. Энергии ионов 150 кэВ.

Отжиги облученных при температуре 77 К образцов проводились в системе, состоящей из сосуда Дьюара с жидким азотом и опущенной в него трубки. Держатель с образцом помещался в верхней части трубки, а в нижней части находился нихромовый нагреватель, позволяющий менять температуру

образца в интервале 77-300 К с помощью регулировки потока газообразного азота. Температура измерялась с помощью термопары медь-константан, включенной в схему регулировки температуры. Точность поддержания температуры равнялась ± 1 К.

Отжиги образцов в интервале температур 373-673 К проводились в печи с автоматической регулировкой температуры в атмосфере аргона. При более высоких температурах, с целью предотвращения окисления поверхности образцов, отжиги проводились в вакууме $\sim 10^{-3}$ Па. Температура измерялась хромель-копелевой термопарой с точностью ± 2 К.

Длительность отжига составляла 15-30 мин. После отжигов образцы, с целью предотвращения закалки, охлаждались со скоростью менее 5 К в минуту.

В зависимости от условий экспериментов, для проведения лазерного или лампового отжига дефектов, были использованы следующие установки:

1) твердотельный лазер непрерывного режима ЛТН-101, работающий на длине волны 1.064 мкм. Мощность излучения менялась в диапазоне 30-50 Ватт. Диаметр светового пятна в плоскости образца был равен 3 мм. Лазерный луч во время отжига перемещался по поверхности образца со скоростью 1мм/с. длительность отжига составляла 2-24 мин. Температура кристалла измерялась с помощью термопары медь-константан, приклеенной к образцу теплопроводящим клеем;

2) рубиновый лазер, работающий в импульсном режиме ГОР-300 (0.6943мкм). Длительность импульса равнялась 6 мс. Время между импульсами было не менее 10 мин. Энергия лазерного импульса составляла 50-72 Дж/см²;

3) рубиновый лазер, работающий в импульсном режиме ОГМ-20 (0.6943мкм). Использовался как в режиме накачки ($\tau=3 \times 10^{-8}$ с), так и в режиме свободной генерации ($\tau=4 \times 10^{-4}$ с). Энергия лазерного импульса составляла 0,16-0,2 Дж/см².

4) Установка “Корунд” с неодимовым лазером (1.06 мкм) работающая в импульсном режиме ($\tau=0.1-0.15$ мс), с энергией лазерного импульса 1.5 Дж/см^2 .

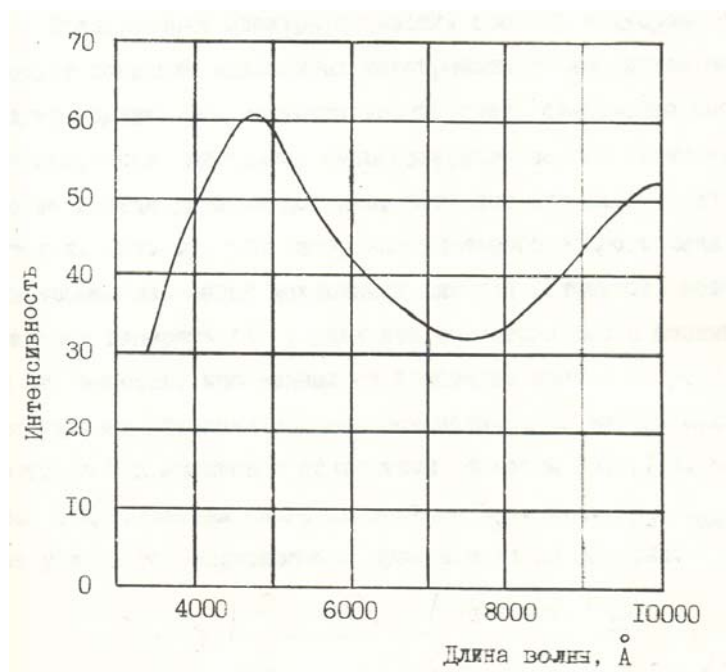
5) Установка “Комбуз” с неодимовым лазером (1.06 мкм) работающая в импульсном режиме ($\tau=35$ нс), с энергией лазерного импульса $0.8-2.2 \text{ Дж/см}^2$.

6) Установка созданная на базе лазера ГОР-300, из которого изъят активный элемент рубин. Источником немонохроматического излучения служили две импульсные ксеноновые газоразрядные лампы типа ИПСКХ-240/20. Длина активной области излучения каждой лампы составляла 23 см. Диаметр лампы 2 см. Плотность энергии излучения каждой лампы составляла 154 Дж/см^2 . Длительность излучения $(8-10) \times 10^{-3} \text{ с}$. Спектр излучения показан на рис.3.6.

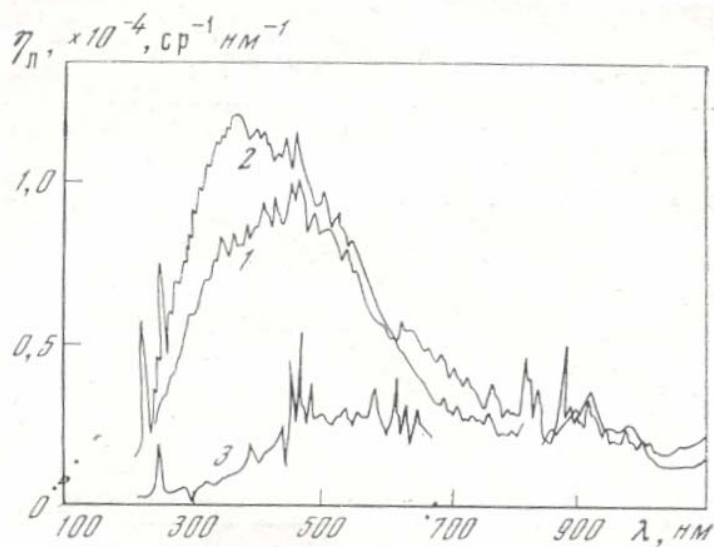
Измерение энергии лазерного излучения производилось с помощью приборов ИМО-2М и ИКТ-1Л с точностью $\pm 15\%$. С целью освещения всей поверхности образца световой пучок расфокусировался с помощью линзы. Для повышения однородности облучения использовались матовые стекла. Облучение проводилось при комнатной температуре на воздухе и при 77 К в среде жидкого азота. В процессе облучения при 77К, образцы помещались в специальный термостат в виде чашки. Во время лазерного воздействия над образцами поддерживался слой азота толщиной 3-5 мм.

3.4. Установки импульсной фотонной обработки полупроводниковых материалов и структур (УИФО 1-5).

На сегодняшний день в технологии электроники используется ряд установок импульсной фотонной обработки различной модификации. Эти установки создавались для обеспечения более быстрого (чем диффузионные печи), но все-таки термического нагрева за счет



а)



б) [4]

Рис.3.6. Спектральное распределение:

- а) энергии излучения лампы с ксеноновым наполнением
(интенсивность – мкВт в сек. на 1 стерадиан на 100 \AA);
- б) к.п.д. импульсных трубчатых ксеноновых ламп в единичном телесном угле, удельная мощность разряда ($\text{Вт}/\text{м}^2$):
1- 1.1×10^{11} ; 2- 3.4×10^{11} ; $1.1 \times 10^8 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

использования в качестве источника тепла различных ламп. Это закрытые и максимально теплоизолированные системы. В этих установках, для снижения теплоотвода от образцов держатели изготавливаются из материалов с низкой теплопроводностью.

Мы, обратив внимание на важную роль ионизационного фактора, разработали серию установок УИФО 1-5, в которых наоборот, создаются условия для максимального снижения нагрева кристалла и обращается внимание на спектральный состав фотонного излучения. При разработке этой серии ставилась задача создать такие установки, которые позволили бы контролируемо менять длительность, спектральный состав и интенсивность облучения, температуру нагрева кристалла.

Разработанная, из этой серии, первая установка импульсной фотонной обработки материалов полупроводниковой электроники (УИФО-1) состоит из двух блоков: блок управления и блок излучения (фото 3.1). Источником излучения служит набор из 10 галогенных ламп КГ 1000x220 (фото 3.2). Блок-схема установки показана на рис. 3.7. Установка дает возможность менять плотность мощности излучения плавно до 100 Вт.см^{-2} , а длительности импульса – от 0.1 до 10 сек. с шагом 0.1 сек. Отражатель изготовлен из керсила, характеризующегося стабильными оптическими свойствами. Температура образцов, в зависимости от поставленной физической или технологической задачи, регулируется с помощью подбора держателей и отвода нагретого воздуха. Во избежание неравномерного нагрева пластин по площади, для уменьшения локальных мест теплоотвода, касание кристалла с держателем должно быть минимальным или сплошным по поверхности. Это достигается путем размещения образцов в блоке излучателя на кварцевых иглах или на медном держателе с отполированной поверхностью. Конструкция медного держателя предусматривает охлаждение его проточной водой или парами жидкого азота (рис. 3.8.).

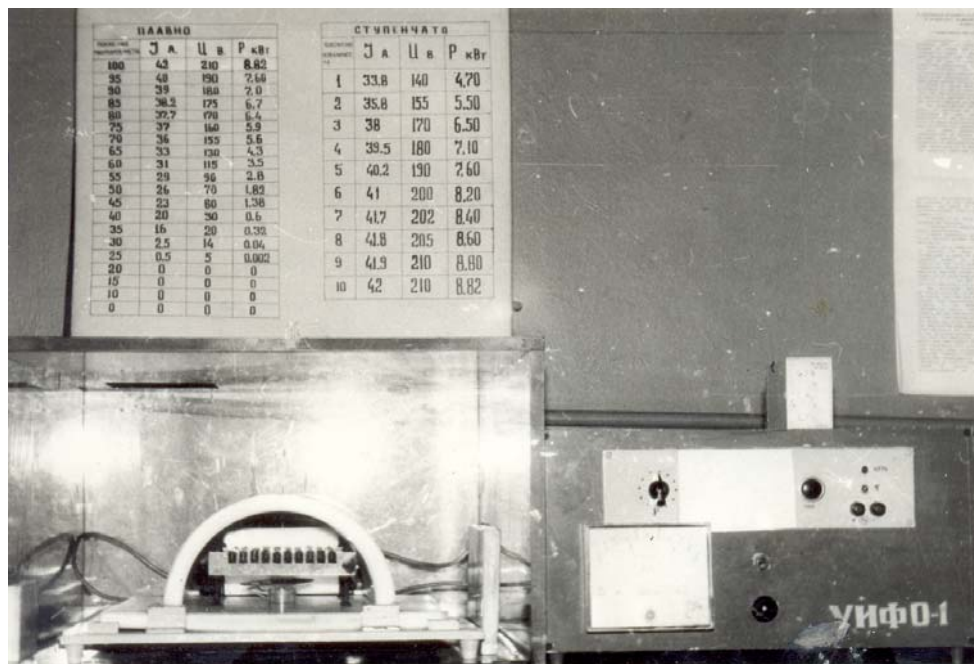


Фото 3.1.

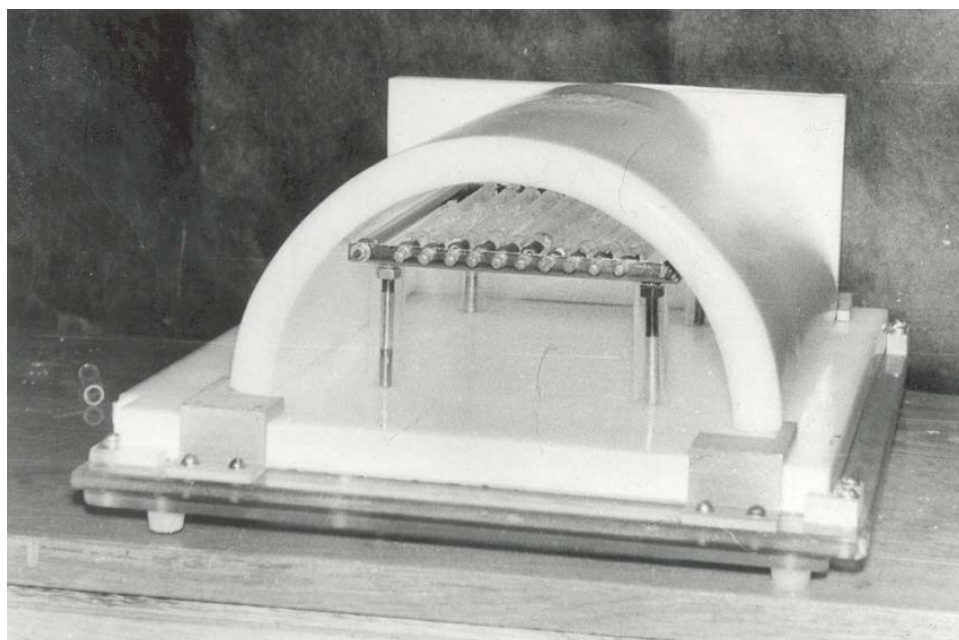


Фото 3.2.

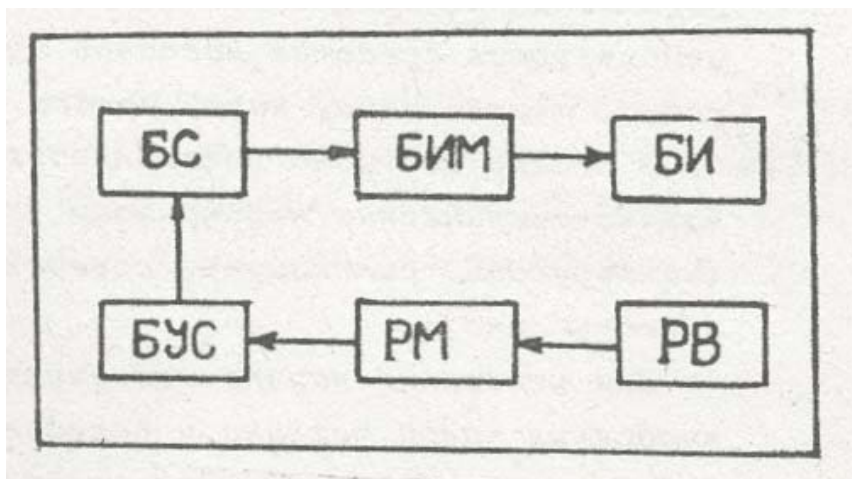


Рис. 3.7.. Блок-схема управления УИФО:

РВ – реле времени; РМ – регулятор мощности;
 БУС – блок управления симистором; БС – блок симистора; БИМ – блок измерения мощности;
 БИ – блок излучателя.

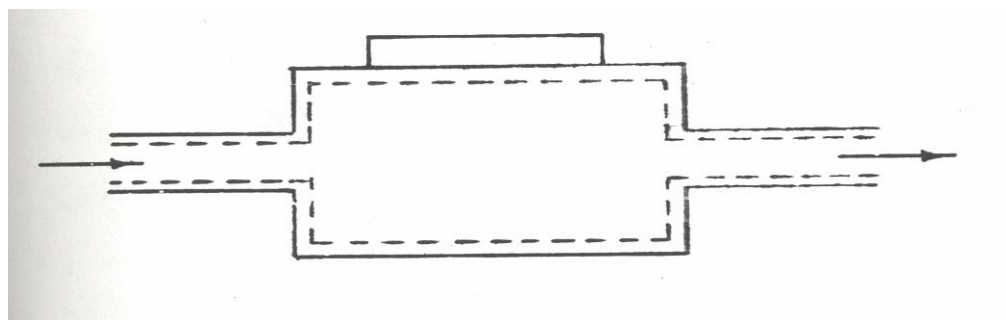


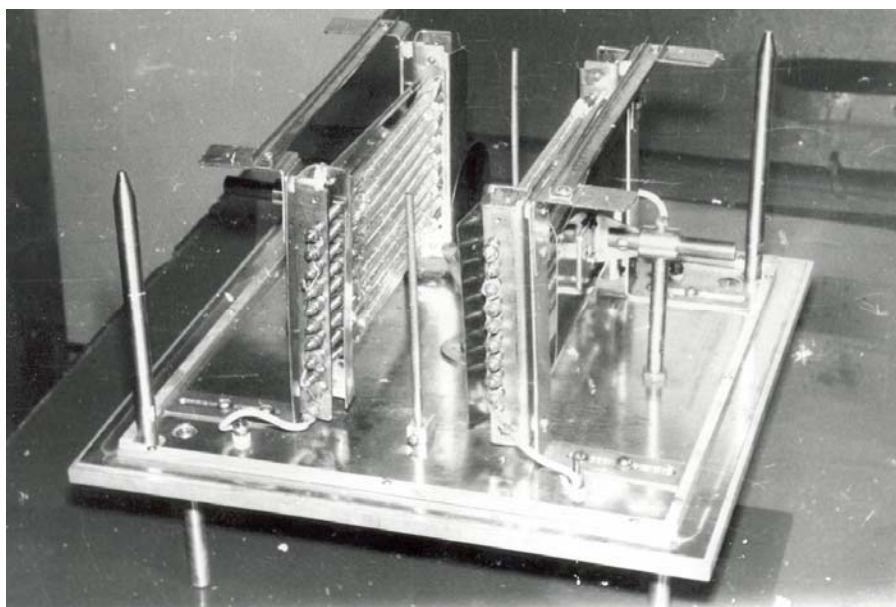
Рис. 3.8. Охлаждаемый держатель для образцов.

В установке УИФО 2 [61] использование П-образной конструкции отражателя (рис.3.9), а источником излучения набора из 19 галлогенных ламп, расположенных в два ряда, обеспечивает равномерную обработку пластин на площади 100 см^2 (плотность мощности излучения до 175 Вт.см^{-2}).

В дальнейшем, для решения ряда исследовательских и технологических задач возникла необходимость разработки установок УИФО 4, где блок излучения (фото 3.3) сконструирован для обеспечения фотонного воздействия на пластины одновременно с обеих сторон, и УИФО 5 (фото 3.4), предназначенной для проведения фотонного воздействия на пластины в вакууме или инертной среде. Отражатели в этих установках сконструированы из отполированной нержавеющей стали. Временные характеристики облучения у установок УИФО 2, 4 и 5, такие же как у УИФО 1, а энергетические – как у УИФО 2.

По своим характеристикам отдельно стоит установка УИФО 3 [62]. Ее создание было вызвано необходимостью лучшего варьирования спектрального состава облучения в видимой и ближней ультрафиолетовой области спектра, что оказалась особенно важным для широкозонных полупроводниковых материалов и структур. В этой установке имеется два источника фотонного излучения. Первый из них - ртутные лампы ДРТ 1000, расположенны в верхней части блока излучателя (рис.3.10). Источник работает в непрерывном режиме. Номинальная мощность каждой лампы 1 кВт. Второй источник расположен в нижней части излучателя и представляет собой набор из 10 галогенных ламп КГ 1000x220. Источник работает в импульсном режиме. Блок-схема установки представлена на рис. 3.7. Установка дает возможность изменять мощность излучения как плавно, так и ступенчато. Длительность импульса можно изменять от 0,1 до 10 с, с шагом 0,1с. Отражатель изготовлен из керсила.

Образец размещается на кварцевых подставках между двумя секциями ламп. Во избежание неравномерного нагрева пластины по площади, касание кристалла с держателями минимально. Нагретый воздух отводится с помощью оттока воздуха. Расположение ламп и форма отражателя обеспечивают



Φοτο 3.3.



Φοτο 3.4.

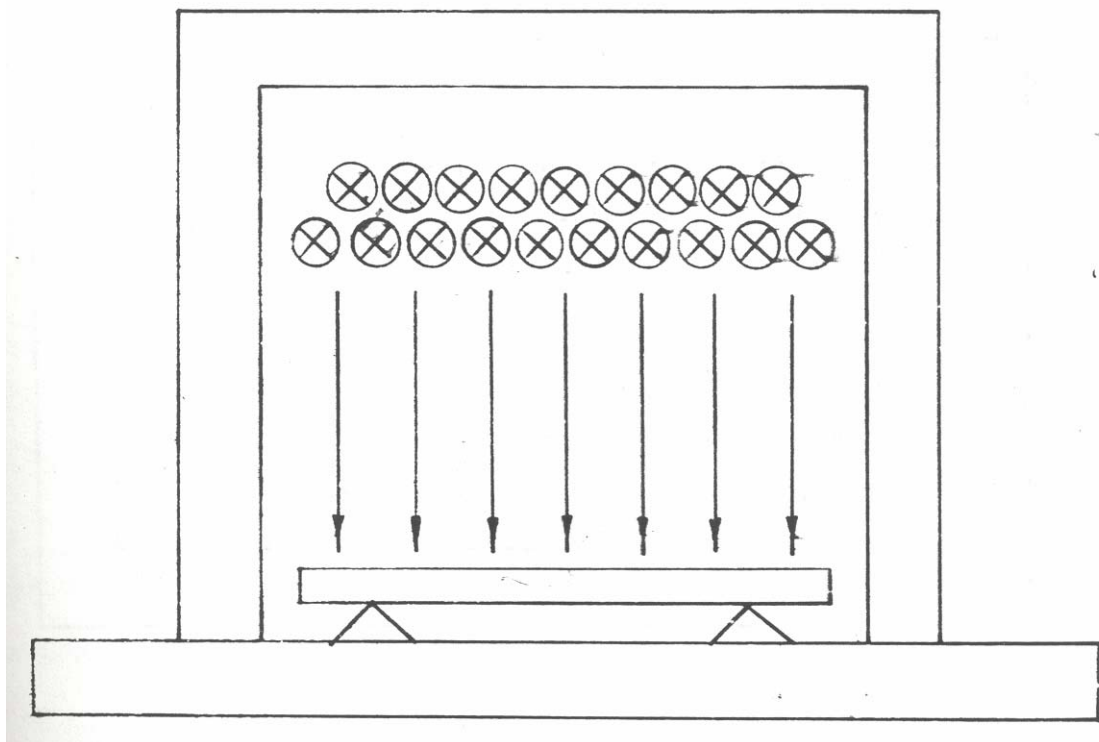


Рис.3.9. Блок излучателя УИФО 2.

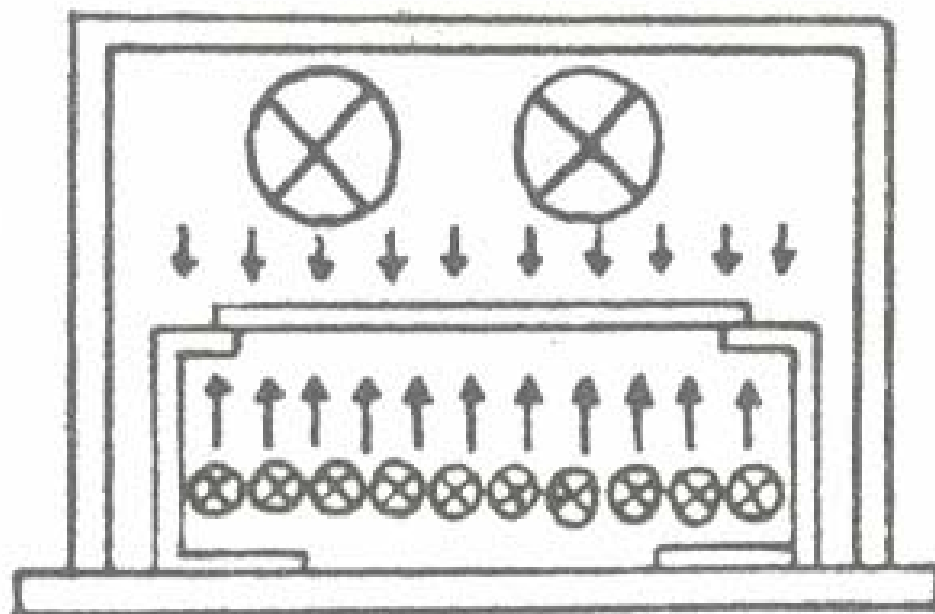


Рис.3.10. Блок излучателя УИФО 3.

равномерную обработку пластин с площадью 110 см^2 . На рис 3.11. и 3.12., представлены спектры излучения ламп ДРТ 1000 и КГ 1000x220. При облучений

образец размещается таким образом, что рабочая сторона кристалла подвергается непосредственному воздействию излучения ламп ДРТ 1000. Большое количество фотонов, излучаемых лампами, энергетически превышает ширины запрещенных зон полупроводниковых материалов, применяемых в электронике. Поэтому основное поглощение фотонов происходит в тонком поверхностном слое материала, что приводит к возбуждению его электронной подсистемы. Интенсивность излучения ламп ДРТ 1000 недостаточна для отжига дефектов и активации внедренной примеси.

Для создания условий осуществления диффузионных процессов тыльная сторона пластины подвергается импульсному фотонному воздействию излучения ламп КГ 1000x220. Спектр излучения ламп обеспечивает резонансное поглощение фотонов на энергетических уровнях дефектов, тем самым, уменьшая их химическую связь в кристалле. Одновременное использование обоих источников излучения позволяет значительно снизить температуру нагрева кристалла. При этом можно избежать перераспределения примеси, что часто нежелательно. В случае необходимости диффузионной разгонки примеси можно регулировать его распределение по глубине с помощью изменения режимов работы ламп КГ 1000x220.

В зависимости от подаваемого напряжения вольфрамовая нить накала галогенных ламп нагревается до разных температур, что вызывает изменение интенсивности потока фотонов и его спектрального перераспределения.

Поэтому, возникла необходимость разработки метода оценки интенсивности излучения фотонов, в зависимости от длины волны излучения при различных режимах работы галогенных ламп.

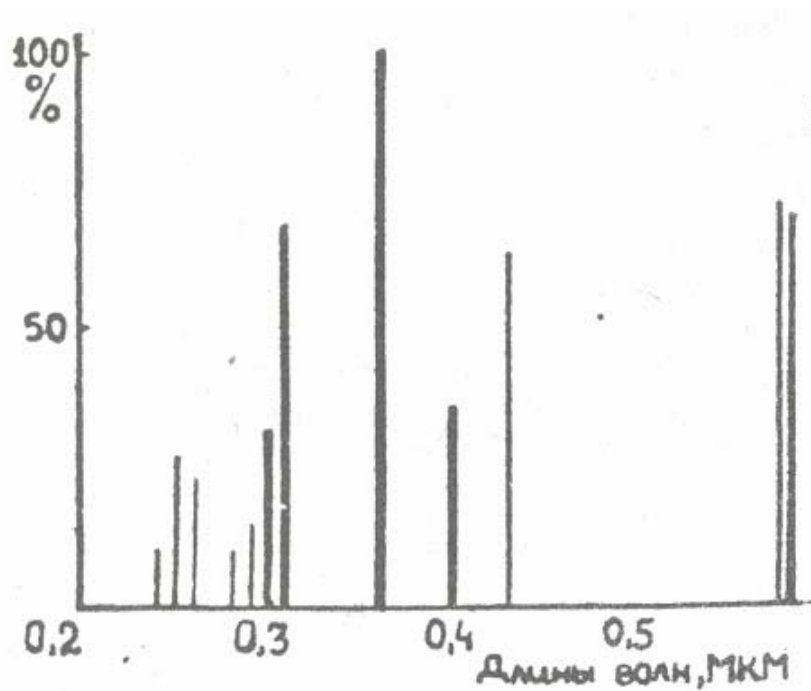


Рис. 3.11. Относительное распределение энергии, излучаемой лампами ДРТ по спектру (по отношению к энергии линии $3650/63/\text{Å}$).

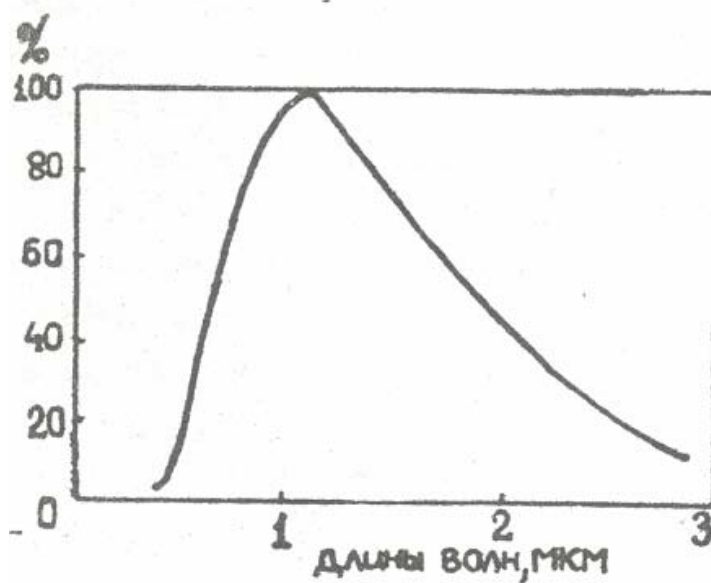


Рис. 3.12. Относительное спектральное распределение плотности излучения ламп КГ 1000x220 в максимальном режиме работы.

3.5. Метод оценки интенсивности излучения в зависимости от спектрального состава для УИФО [63].

Для объяснения результатов конкретных экспериментов по фотонному отжигу необходимо знать количество квантов, падающих на единицу площади образца за единицу времени. Такая оценка, при использовании лазеров в качестве источника фотонов, приведена ниже (параграф 3.7). Труднее обстоит дело при использовании некогерентных источников, в том числе, ламп с вольфрамовой нити накала. Для проведения такой оценки необходимо знать число фотонов различной энергии, излучаемых лампой в разных режимах работы ламп.

Нами разработан простой алгоритм расчета потока фотонов ламп накаливания, которые часто используются как источники фотостимулированных процессов.

Число фотонов, излучаемое с единицы поверхности (1 см^2) абсолютно черного тела за секунду при температуре T в интервале длин волн $\lambda, \lambda + \Delta\lambda$ выражается формулой

$$dn_r(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^4} \frac{d\lambda}{e^{2\pi c/kT\lambda} - 1} \quad (3.5)$$

Если длину волны выразить в микронах и ввести обозначения

$$x = \frac{kT}{2\pi c} \lambda, \quad \Phi_r(x) = \frac{1}{x^4 \left(e^{1/x} - 1 \right)} \quad (3.6)$$

$$x = 0.209 \left(\frac{T}{3000} \right) \lambda, \quad \lambda = 4.79 \left(\frac{3000}{T} \right) x \quad (3.7)$$

тогда формула (1) запишется в виде

$$dn_r(\lambda, T) = 3.57 \cdot 10^{20} \left(\frac{T}{3000} \right)^4 \Phi_r(x) d\lambda \quad (3.8)$$

Здесь k - постоянная Больцмана, c - скорость света в вакууме, η - постоянная Планка. Нижний индекс (r) указывает, что формулы относятся к абсолютно черному телу.

Функция $\Phi_r(x)$ имеет максимальное значение $\Phi_m(x_m)=4.777$ при $x=x_m=0.255$ т.е. функция распределения потока фотонов по длине волны (3.5) максимальна при длине волны $\lambda=\lambda_m$, удовлетворяющей условию

$$T\lambda_m = 0.255 \frac{hc}{k} = 3673 \text{ мкм}\cdot\text{град} \quad (3.9)$$

(3.9) представляет аналог закона смещения Вина для функции распределения потока фотонов.

Полное число фотонов, излучаемое абсолютно черным телом с 1 см^2 за секунду, равно:

$$n_r^\infty(T) = \int_0^\infty dn_r(\lambda, T) d\lambda = 3.57 \cdot 10^{20} \left(\frac{T}{3000} \right)^4 \Delta_r^\infty(T); \quad (3.10)$$

$$\Delta_r^\infty(T) = \int_0^\infty \Phi_r(\lambda, T) d\lambda = 4.79 \left(\frac{3000}{T} \right) \int_0^\infty \Phi_r(x) dx = 4.79 \left(\frac{3000}{T} \right) \Gamma(x) \zeta(x) \quad (3.11)$$

здесь $\Gamma(x)$ - функция Эйлера, $\zeta(x)$ - функция Римана. $\Gamma(3) = 2$,

$$\zeta(3) = 1.202. \text{ Следовательно, } \Delta_r^\infty(T) = 11.52 \frac{3000}{T},$$

$$n_r^\infty(T) = 4.11 \cdot 10^{21} \left(\frac{T}{3000} \right)^3 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \quad (3.12)$$

верхний индекс “ ∞ ” показывает, что результат относится к интервалу длин волн $\lambda=0 \div \infty$.

График функции $\Phi_r(x)$ приведен на рис. 3.13. Учет связи между длиной волны λ и $x(3)$ позволяет согласно (4) определить $dn_r(\lambda, T)$ для произвольной температуры T .

Рассмотрим теперь лампу накаливания с вольфрамовой нитью ("серое" тело). Отличие от излучения абсолютно черного тела учитывается введением некоторой функции длины волны и температуры $\varepsilon(\lambda, T)$ (т.н. спектральный коэффициент излучения вольфрама), которая определяется экспериментально и задается обычно в виде таблицы 3.1 [64].

В результате для вольфрама взамен (3.5)-(3.8) имеем:

$$dn_B(\lambda, T) = 3.57 \cdot 10^{20} \left(\frac{T}{3000} \right)^4 \Phi_B(x) d\lambda \quad (3.13)$$

$$\Phi_B(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \Phi_r(x) \quad (3.14)$$

Здесь нижний индекс „В" указывает на то, что (3.13) и (3.14) относятся к вольфраму.

Графики функции $\Phi_B(\lambda, T)$ для различных температур (в интервале длин волн 0.3÷4 мкм, в котором задана $\varepsilon(\lambda, T)$ [64]) приведены на рис. 3.14. (см. также таблицу 3.1).

Выражения (3.13) и (3.14) определяют число фотонов, излучаемое с 1 см поверхности вольфрама за секунду в интервале длин волн $\lambda, \lambda + \Delta\lambda$ при температуре T . Если площадь поверхности нити равна S см², то число фотонов, излучаемое лампой в том же интервале длин волн за секунду, равно:

$$dN_B(\lambda, T) = S dn_B(\lambda, T) \quad (3.15)$$

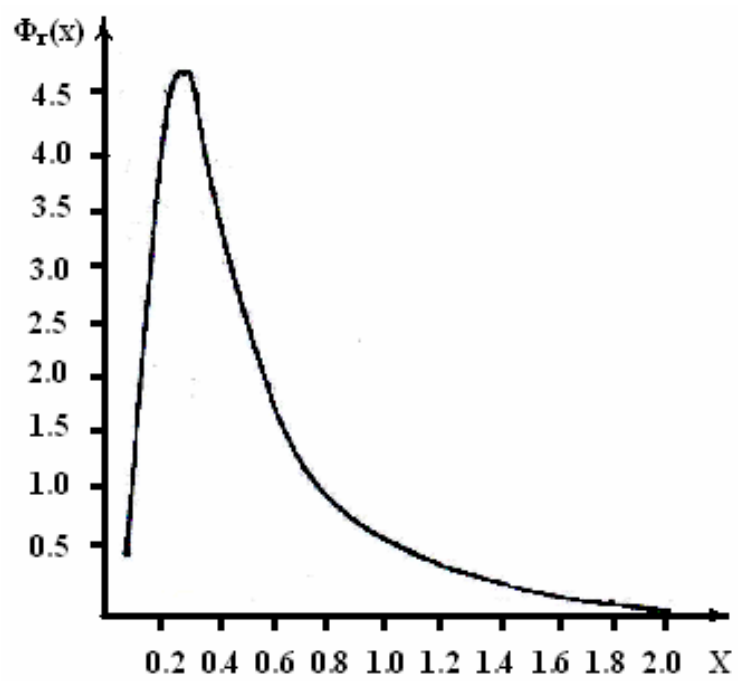


Рис. 3.13

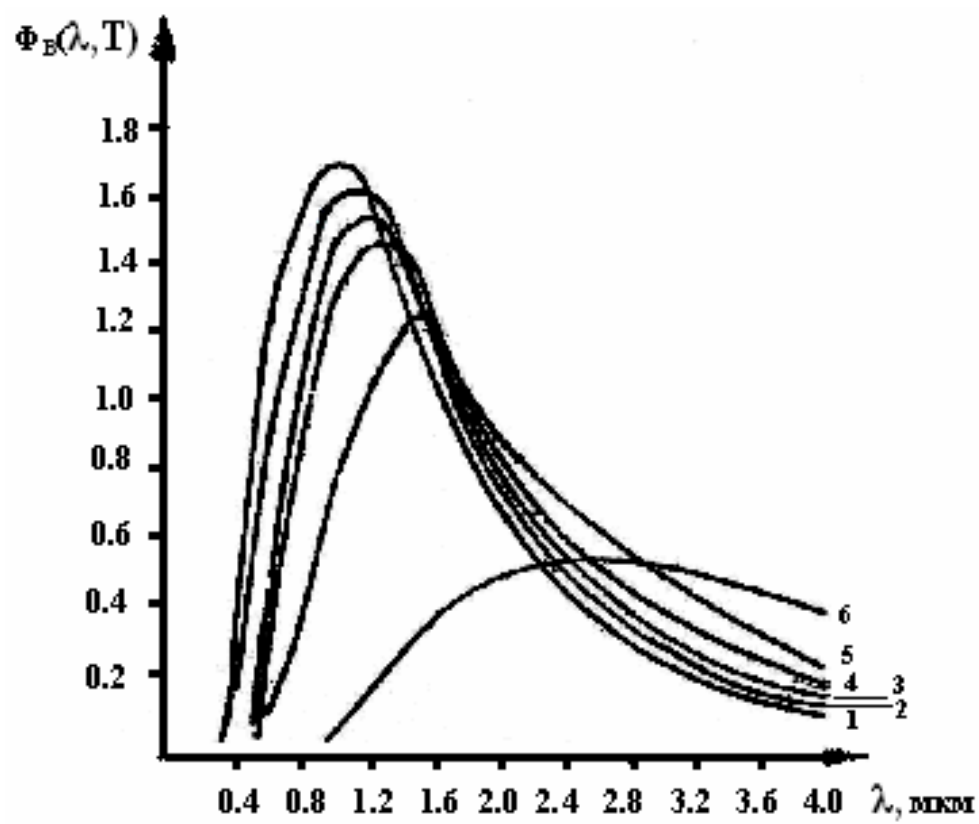


Рис. 3.14

Таблица 3.1.

λ	1200 K	1500 K	1800 K	2000 K	2200 K	2500 K	2600 K
0.300	7.28×10^{-12}	8.32×10^{-9}	7.94×10^{-7}	7.31×10^{-6}	4.33×10^{-5}	3.47×10^{-4}	6.15×10^{-4}
0.380	1.18×10^{-8}	2.53×10^{-6}	7.89×10^{-5}	4.16×10^{-4}	1.59×10^{-3}	7.19×10^{-3}	1.09×10^{-2}
0.467	1.73×10^{-6}	1.14×10^{-4}	1.64×10^{-3}	5.84×10^{-3}	1.59×10^{-2}	5.02×10^{-2}	6.85×10^{-2}
0.665	7.80×10^{-4}	1.13×10^{-2}	5.84×10^{-2}	1.25×10^{-1}	2.25×10^{-1}	$4/30 \times 10^{-1}$	5.09×10^{-1}
0.800	7.23×10^{-3}	6.00×10^{-2}	1.99×10^{-1}	3.49×10^{-1}	5.31×10^{-1}	8.34×10^{-1}	9.34×10^{-1}
1.000	5.29×10^{-2}	2.32×10^{-1}	5.42×10^{-1}	7.83×10^{-1}	1.02	1.32	1.40
1.500	3.90×10^{-1}	7.97×10^{-1}	1.13	1.27	1.36	1.41	1.41
1.800	4.55×10^{-1}	7.58×10^{-1}	9.60×10^{-1}	1.03	1.06	1.06	1.05
2.000	4.84×10^{-1}	7.27×10^{-1}	8.60×10^{-1}	8.90×10^{-1}	9.04×10^{-1}	8.81×10^{-1}	8.66×10^{-1}
2.500	5.63×10^{-1}	6.92×10^{-1}	7.14×10^{-1}	6.90×10^{-1}	6.59×10^{-1}	6.03×10^{-1}	5.83×10^{-1}
2.000	5.54×10^{-1}	5.85×10^{-1}	5.54×10^{-1}	5.11×10^{-1}	4.70×10^{-1}	4.14×10^{-1}	3.95×10^{-1}
4.000	4.22×10^{-1}	3.77×10^{-1}	3.14×10^{-1}	2.77×10^{-1}	2.46×10^{-1}	2.03×10^{-1}	1.92×10^{-1}
λ_{max}	2.70	1.60	1.53	1.50	1.45	1.3	1.25
Φ_B^{max}	5.68×10	8.55×10	1.15	1.27	1.38	1.5	1.53

Продолжение Таблицы 3.1.

λ	2700 K	2800 K	2900 K	3000 K	3200 K	3400 K
0.300	1.04×10^{-3}	1.69×10^{-3}	2.63×10^{-3}	3.96×10^{-3}	8.21×10^{-3}	1.54×10^{-2}
0.380	1.60×10^{-2}	2.27×10^{-2}	3.13×10^{-2}	4.19×10^{-2}	7.05×10^{-2}	9.79×10^{-2}
0.467	9.08×10^{-2}	1.17×10^{-1}	1.48×10^{-1}	1.83×10^{-1}	2.66×10^{-1}	3.65×10^{-1}
0.665	5.91×10^{-1}	6.79×10^{-1}	7.62×10^{-1}	8.48×10^{-1}	1.02	1.17
0.800	1.03	1.12	1.21	1.30	1.44	1.55
1.000	1.48	1.54	1.59	1.63	1.69	1.72
1.500	1.40	1.38	1.36	1.34	1.29	1.23
1.800	1.04	1.02	1.01	9.88×10^{-1}	9.44×10^{-1}	9.01×10^{-1}
2.000	8.53×10^{-1}	8.35×10^{-1}	8.19×10^{-1}	8.02×10^{-1}	7.61×10^{-1}	7.20×10^{-1}
2.500	5.63×10^{-1}	5.44×10^{-1}	5.25×10^{-1}	5.11×10^{-1}	4.73×10^{-1}	4.40×10^{-1}
2.000	3.76×10^{-1}	3.59×10^{-1}	3.44×10^{-1}	3.26×10^{-1}	2.97×10^{-1}	2.72×10^{-1}
4.000	1.81×10^{-1}	1.71×10^{-1}	1.61×10^{-1}	1.52×10^{-1}	1.36×10^{-1}	1.22×10^{-1}
λ_{max}	1.2	1.15	1.12	1.10	1.09	1.08
Φ_B^{max}	1.58	1.60	1.63	1.65	1.70	1.72

Площадь поверхности нити накала лампы S определяем из следующих соображений: в стационарном режиме при номинальных условиях мощность, излучаемая лампой W , должна равняться номинальной мощности лампы P_H , т.е.

$$W = S\varepsilon_{T_H} \sigma T_H^4 = P_H \quad (3.16)$$

где T_H - температура нити накала лампы в номинальном режиме, ε_T - некоторая функция температуры, учитывающая отличие излучения вольфрама от излучения абсолютно черного тела (отличие от закона Стефана-Больцмана); ε_{T_H} - ее значение при $T=T_H$; σ - постоянная Стефана-Больцмана. Значение общего, коэффициента излучения для вольфрама определяется по формуле [64]. $\varepsilon_T = (1 - e^{-\gamma T})$, $\gamma = 1.47 \cdot 10^{-4} \text{град}^{-1}$ (см. табл. 3.2)

Подставляя (3.13) в (3.15) и используя (3.16), получаем

$$dN_B(\lambda, T) = 7.77 \cdot 10^{17} \frac{P_H}{\varepsilon_{T_H}} \left(\frac{T}{T_H} \right)^4 \Phi_H(\lambda, T) d\lambda \quad (3.17)$$

Число фотонов, излучаемое лампой за секунду в интервале длин волн $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ при температуре нити накала T , равно:

$$\Delta N_B^{\lambda_1 \lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} dN_B(\lambda, T) = 7.77 \cdot 10^{17} \frac{P_H}{\varepsilon_{T_H}} \left(\frac{T}{T_H} \right)^4 \Delta_B^{\lambda_1 \lambda_2}(T) \quad (3.18)$$

$$\Delta_B^{\lambda_1 \lambda_2}(T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_B(\lambda, T) d\lambda \quad (3.19)$$

Рассчитанный численным интегрированием $\Delta_B^{\lambda_1 \lambda_2}(T)$ для длин волн $\lambda_1 = 0,3$ мкм, $\lambda_2 = 4$ мкм (оно обозначено $\Delta_B(T)$) приведены в табл.3.2. В этой же таблице приведены относительные сопротивления вольфрамовой нити R_m/R_{293} для различных температур T , которые позволяют определить температуру нити накала в режиме работы лампы T_p . В последних двух строках таблицы 3.1

Таблица 3.2.

T, K	R_T/R_{293}	ε_T	$\Delta_B(T)$	$\Delta_r(T)$	$\delta = \Delta_r(T)/\Delta_B(T)$	$\gamma = \frac{\Delta_r(T)}{\Delta_B(T)} \varepsilon_{T_H}$
1200	5.65	0.138	1.37	11.14	8.13	2.77
1500	7.36	0.192	1.78	10.80	6.06	2.07
1800	9.12	0.236	2.13	10.60	4.97	1.69
2000	10.33	0.259	2.25	10.35	4.60	1.57
2200	11.57	0.278	2.42	10.15	4.19	1.42
2500	13.47	0.301	2.55	9.70	3.80	1.30
2600	14.12	0.309	2.56	9.65	3.77	1.29
2700	14.76	0.315	2.57	9.60	3.73	1.27
2800	15.43	0.321	2.58	9.50	3.68	1.25
2900	16.10	0.329	2.59	9.40	3.63	1.24
3000	16.77	0.334	2.59	9.20	3.55	1.21
3200	18.15	0.341	2.60	8.80	3.38	1.15
3400	19.53	0.348	2.61	8.50	3.25	1.11

максимальные значения функции $\Phi = \Phi_{\max}$, соответствующие длинам волн $\lambda = \lambda_{\max}$.

На основе вышеизложенного сформулируем следующий алгоритм расчета числа фотонов, излучаемого лампой с вольфрамовой нитью накала за секунду в интервале длин волн $(\lambda_1 - \lambda_2)$ мкм:

1. Определить (измерить) сопротивление лампы в режиме работы R_P и сопротивление в номинальном режиме $R_H = U_H^2 / P_H$, где U_H - номинальное напряжение;

2. По значениям R_P / R_{293} , R_H / R_{293} согласно табл.2 определить температуры T_P и T_H , а также ε_{T_H} .

3. Определить "площадь" $\Delta_B^{\lambda_1 \lambda_2}(T)$ мкм. Ее можно определить, проведя численное интегрирование кривой, соответствующей температуре $T = T_P$ на рис.26 в интервале длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$. Проще это сделать следующим образом.

Определить графически отношение "площадей"
$$\nu(T_P) = \frac{\Delta_B^{\lambda_1 \lambda_2}(T_P)}{\Delta_B(T_P)} .$$

Очевидно

$$\Delta_B^{\lambda_1 \lambda_2}(T_P) = \nu(T_P) \Delta_B(T_P) \quad (3.20)$$

И затем подставить сюда $\Delta_B(T_P)$ из таблицы 2.

4. Найти $\Delta N^{\lambda_1 \lambda_2}(T_P)$ согласно (3.18), куда подставить определенные выше $T_P, T_H, \varepsilon_{T_H}$ и $\Delta_B^{\lambda_1 \lambda_2}(T_P)$.

В заключение проанализируем следующий вопрос: какую погрешность допустим, если весь расчет провести считая вольфрам абсолютно черным телом.

1. Согласно (3.8) и (3.13) отношение потока фотонов с единицы поверхности абсолютно черного тела к потоку от поверхности вольфрама при различных температурах излучающей поверхности (в интервале длин волн

(0,3-4) мкм) равно $\delta_{T=\Delta_r(T)/\Delta_B(T)}$. Как видно из табл. 3.2, δ зависит от температуры, причем, как и следовало ожидать, чем ниже температура, тем существеннее отличие δ от единицы. Например, при $T=1200\text{K}$ с единицы поверхности абсолютно черного тела излучается почти на один порядок больше фотонов, чем с единицы поверхности вольфрама при той же температуре ($\delta(T=1200\text{K}) = 8,13$).

2. При расчете $\Delta N^{\lambda_1\lambda_2}(T_P)$ с вольфрамовой лампы, если вольфрамовую нить считать абсолютно черным телом, мы должны во всех формулах (3.13) - (3.19) положить $\varepsilon_T = 1$, $\varepsilon_T(\lambda, T) = 1$, $\Delta_B^{\lambda_1\lambda_2} \rightarrow \Delta_r^{\lambda_1\lambda_2}$. В результате взамен формулы (3.18), получаем

$$\Delta N_r^{\lambda_1\lambda_2}(T) = 7.77 \cdot 10^{17} P_H \left(\frac{T}{T_H} \right)^4 \Delta_r^{\lambda_1\lambda_2}(T) \quad (3.18')$$

Введем для лампы величину γ :
$$\gamma = \frac{\Delta N_r^{\lambda_1\lambda_2}(T)}{\Delta N_B^{\lambda_1\lambda_2}(T)} = \frac{\Delta_r^{\lambda_1\lambda_2}(T) \varepsilon_{T_H}}{\Delta_B^{\lambda_1\lambda_2}(T)}$$

Значения γ для $\lambda_1=3$ мкм и $\lambda_2=4$ мкм и $\varepsilon_{T_H}=0.341$ (для примера мы рассматриваем лампу с номинальной температурой нити накала $T=3200\text{K}$) приведены в табл. 3.2. Как видно из этой таблицы, для ΔN погрешность, начиная с $T_P \geq 2500\text{K}$, не превышает 30%. Это означает, что при расчете числа фотонов ламп накаливания с вольфрамовой нитью, можно с хорошим приближением пользоваться формулой (3.18'), относящейся к излучению абсолютно черного тела. При этом достаточно пользоваться одной единственной кривой, приведенной на рис.3.13 (на рисунке x меняется пределах $0 \div 2$. Площадь под этой кривой равна 2.294. При изменении x в пределах $0 \div \infty$ соответствующая площадь равна 2.404 (см. (3.11)), т.е. ошибка в значении площади из-за ограничения x не превышает 11%).

Алгоритм расчета по второму варианту (лампа, как абсолютно черное тело) следующий: пункты 1,2 первого варианта (определение T_P и T_H) сохраняются.

Для определения $\Delta_r^{\lambda_1\lambda_2}(T)$ поступаем так. Согласно первой формуле (3.7) определяем x_1 и x_2

$$x_1 = 0.209 \left(\frac{T_P}{3000} \right) \lambda_1, \quad x_2 = 0.209 \left(\frac{T_P}{3000} \right) \lambda_2$$

соответствующие длинам волн λ_1 и λ_2 . Затем по кривой на рис.3.13

графически определяем $v_r^{\lambda_1\lambda_2}(T_P) = \frac{\Delta_r^{\lambda_1\lambda_2}(T_P)}{\Delta_r(T_P)}$, очевидно, что

$$\Delta_r^{\lambda_1\lambda_2}(T_P) = v_r^{\lambda_1\lambda_2}(T_P) \Delta_r(T_P) \quad (3.20')$$

Сюда надо подставить $\Delta_r(T_P)$ из таблицы 3.2. Подставляя (3.20') в (3.18') получаем $\Delta N^{\lambda_1\lambda_2}(T_P)$.

3.6. Оценка температур нагрева полупроводников при импульсной фотонной обработке [4,65 и ссылки в них].

Оценка температур нагрева кристаллов во время импульсного фотонного облучения является одним из важнейших факторов для определения механизма проведения этих процессов.

В случае воздействия импульсного излучения можно записать следующую систему уравнений

$$\frac{dn}{dt} = G - \left(\frac{n_o}{\tau} + \gamma_0 n^3 \right) + D_a \frac{d^2 n}{dx^2}; \quad (3.21)$$

$$C \frac{dT}{dt} = \frac{d \left(\theta \frac{dT}{dx} \right)}{dx} + G(h\nu - \Delta E) + \left(\frac{n}{\tau} + \gamma_0 n^3 \right) \Delta E \quad (3.22)$$

где, T – температура материала в момент времени t ,
 n – концентрация неравновесных электрон-дырочных пар,
 G – скорость их генерации в единице объема,
 τ – эффективное время жизни пар, определяемое рекомбинацией на уровнях в запрещенной зоне,
 γ_0 – коэффициент Оже-рекомбинации,
 D_a – коэффициент амбиполярной диффузии,
 C – теплоемкость,
 θ – теплопроводность,
 $h\nu$ – энергия кванта падающего излучения,
 ΔE – ширина запрещенной зоны.

Решение данной системы необходимо в случае, когда длина диффузии неравновесных носителей заряда порядка или больше характерной длины диффузии тепла за время импульса. Электрон-дырочные пары аккумулируют большую часть энергии падающего кванта и вносят ее в глубь кристалла. В результате, эффективная теплопроводность оказывается выше, чем в равновесном случае. Такая ситуация имеет место при воздействии наносекундных лазерных импульсов. В работе [4] представлены данные по расчету температурных полей, выполненные с учетом и без учета диффузии неравновесных носителей заряда, показывающие на весьма существенную разницу.

При воздействии импульсов, длительностью $\sim 10^{-3}$ сек. теплопроводностью, связанной с неравновесными электрон-дырочными парами можно пренебречь. Диффузия тепла будет описываться уравнением

$$C \frac{dT}{dt} = \frac{d\left(\theta \frac{dT}{dx}\right)}{dx} + G \quad (3.23)$$

Необходимость учета зависимости $\theta(T)$, $C(T)$, $\alpha(T)$ приводит к необходимости вычисления на ЭВМ. Метод решения данного вопроса дается в работе [4].

Для технологических процессов, связанных с лазерным отжигом, представляет интерес определение таких характеристик описывающих нагрев материала, как глубина прогретого слоя, распределение температуры в центре зоны облучения и т.д., которые могут быть найдены из решения краевых задач теплопроводности.

Размер прогретой области в начальный момент определяется глубиной проникновения (δ) излучения в материал ($\delta = \alpha^{-1}$). где α – коэффициент поглощения.

С течением времени глубина растет за счет теплопроводности пропорционально $(at)^{1/2}$, где a – температуропроводность, t – время действия излучения на материал.

Для материалов с большим показателем поглощения, и для которых выполняется условие $\delta = \alpha^{-1} \ll (at)^{1/2}$ тепловой источник можно считать поверхностным [65]. В этом случае распределение температуры в твердом теле и ее изменение во времени, определяются теплопроводностью среды и описываются выражением

$$T(Z, t) = \frac{2q(at)^{1/2}}{\varkappa} \text{ierfc} \frac{Z}{2(at)^{1/2}} \quad (3.24)$$

где, $q = P(1-R)$; ierfc – интеграл ошибок (по определению, $\text{ierfc} x \equiv \int \text{erfc} y dy$; $\text{ierfc}(0) = (\pi)^{-1/2}$). Здесь P – плотность мощности излучения, падающий на поверхность кристалла, R – коэффициент отражения, \varkappa – коэффициент теплопроводности, Z – координата от поверхности кристалла. Максимальная температура, до которой может нагреться поверхность образца в области пятна за время импульса

$$T(0, t) = \frac{2P(1-R)}{\varkappa} \left(\frac{at}{\pi} \right)^{1/2} \quad (3.25)$$

В свою очередь

$$P = \frac{E}{St}; \quad a = \frac{N}{C\rho}$$

где E – энергия лазерного импульса, ρ – плотность вещества, S – площадь эффективного лазерного пятна на кристалле. Соответственно

$$T(0,t) = \frac{2(1-R)E}{(\pi\rho C N t)^{1/2} S} \quad (3.26)$$

Скорость нагревания материала существенно зависит от размеров зоны облучения. Модель поверхностного источника предполагает, что излучение равномерно распределено по всей поверхности полупространства, поэтому, эта формула справедлива лишь тогда, когда радиус r_0 лазерного пучка на поверхности полупроводника значительно превышает размер прогретой в течение времени облучения области, пропорциональный $(at)^{1/2}$. Таким образом, модель распределенного кругового источника может быть использована при расчете параметров обработки тонких пленок.

3.7. Оценка концентрации генерированных светом неравновесных носителей заряда в полупроводниках при импульсной фотонной обработке

[4,48 и ссылки в них].

Из всех физических явлений, способных оказать влияние на ход и результаты импульсного отжига, ионизации уделяется наибольшее внимание. Известно, что изменение зарядового состояния структурных несовершенств способно существенно повлиять на кинетику их отжига.

Воздействие интенсивного светового излучения с энергией квантов больше, чем ширина запрещенной зоны полупроводника, приводит к резкому увеличению концентрации свободных носителей. Поскольку воздействию, как правило, подвергается узкая, приповерхностная область кристалла, зависимость

концентрации свободных носителей от времени и координаты будет иметь вид [4]

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} - \gamma n^3 + D_a \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + G \quad (3.21')$$

$$G = \frac{(1-R)W\alpha}{h\nu\tau_p} \quad (3.27)$$

где τ – время жизни носителей, обусловленное рекомбинацией на глубоких уровнях, γ – коэффициент Оже-рекомбинации, D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, G – скорость генерации, определяется интенсивностью падающего излучения, R – коэффициент отражения, α – коэффициент поглощения, W – плотность энергии лазерного импульса τ_p – длительность лазерного импульса, $h\nu$ – энергия фотона лазерного излучения.

При исследовании уровня ионизации, вызываемого импульсным лазерным облучением, [66-70] было установлено, что в кремнии под действием рубинового ОКГ в режиме модулированной добротности с максимальной мощностью 10 МВт прирост концентрации свободных носителей заряда составлял около 10^{20} см⁻³ для интенсивности возбуждения 9×10^{25} квант/см².с [66]. Толщина возбужденного слоя считалась равной 6 мкм в соответствии с возможной глубиной проникновения света рубинового лазера в кремний. В арсениде галлия коэффициент поглощения красного света выше, чем в кремнии. Поэтому там необходимо учитывать длину диффузии неравновесных носителей, которая сама зависит от уровня ионизации. Экспериментальные оценки на основе данных по фотопроводимости показывают, что при интенсивности возбуждения около 10^{26} квант/см³.с концентрация неравновесных носителей составляет 7×10^{19} см⁻³. Увеличение коэффициента отражения, которое наблюдалось в арсениде галлия при сверхвысоких интенсивностях облучения, могло быть связано с началом оплавления поверхности [66].

В германии, если температура облучаемого приповерхностного слоя была ниже точки плавления, удавалось зафиксировать избыточные концентрации носителей до $4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [67]. При использовании I и II гармоник излучения неодимового лазера в кремнии можно возбуждать ионизацию как в объеме, так и вблизи поверхности [68]. Импульс I гармоники ($\lambda=1.06 \text{ мкм}$) интенсивностью $10^{23} \text{ квант/см}^2 \cdot \text{с}$ возбуждает около $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ носителей, а импульс II гармоники ($\lambda=0.53 \text{ мкм}$) той же интенсивности - $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ носителей [68]. При поглощении света у поверхности большую роль в рекомбинации неравновесных пар играют поверхностные состояния [69], в то время как в объеме при высоких уровнях возбуждения доминирует Оже-рекомбинация [70].

При высоких темпах генерации эффективное время жизни свободных носителей будет определяться Оже-рекомбинацией. Это произойдет при таких интенсивностях поглощаемого излучения, когда $\tau \leq \gamma n^2$. Подставляя $\tau \approx 10^{-6} \text{ с}$, $\gamma = 3 \times 10^{-35} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ [71] получим $n \geq (\gamma \tau)^{-1/2} \approx 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Полагая коэффициент поглощения вещества $2.3 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$ (излучение рубинового лазера, кремний), получаем $W \approx 100 \text{ Вт/см}^2$. Обычно используемые интенсивности составляют $10^4 \div 10^8 \text{ Вт/см}^2$. Используя значение γ , можно оценить реально достижимую в полупроводниковых кристаллах концентрацию неравновесных носителей. Полагая $W \approx 10^7 \text{ Вт/см}^2$ ($\approx 3 \times 10^{25} \text{ фот/см}^2 \cdot \text{с}$), $\alpha \approx 3 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$, получим $\Delta n \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

В работе [48] даны оценки величин концентрации неравновесных носителей достигаемых по наносекундному отжигу Si и GaAs. В оценках по Si обычно используют коэффициент Оже-рекомбинации $\gamma = 10^{-31} \div 10^{-30} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ определенный из экспериментов, в которых достигалась концентрация неравновесных носителей порядка $n \approx 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [72-74]. Для оценок по GaAs был использован коэффициент рекомбинации $B = 2 \times 10^{-10} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ (где, концентрация неравновесных носителей достигала $n \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [75]). Установление концентрации в пренебрежении транспортом носителей (учет которого может только понизить концентрацию) описывается уравнениями

$$\frac{dn}{dt} = G - \gamma n \quad (3.28)$$

$$\text{и} \quad \frac{dn}{dt} = G - Bn^2 \quad (3.29)$$

в зависимости от того, какой вид рекомбинации доминирует.

При длительности импульса $\tau_p \approx 5 \times 10^{-8}$ с и плотности энергии в импульсе ~ 1 Дж/см² для скорости генерации $G \approx 10^{30}$ см⁻³ с⁻¹, получаем $n \leq 10^{20}$ см⁻³ (для Si эта оценка хорошо известна в литературе [72,73,76]).

В экспериментах [48,77-80] по прямому наблюдению плавления полупроводниковых материалов лазерными импульсами мили-, нано- и пикосекундной длительности, также были оценены плотности электронно-дырочной плазмы. Например, для GaAs подвергнутого воздействию импульсного излучения ($\tau_p = 0.4$ нс) рубинового лазера ($\lambda = 0.69$ мкм), плотность мощности не превышала 10^4 Вт/см² и соответственно плотность электронно-дырочной плазмы при разумных скоростях рекомбинации находился на уровне 10^{18} см⁻³ [77].

ГЛАВА IV. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ФОТОННЫЙ ОТЖИГ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ (Si, GaAs, SiC, КНС).

Проведя анализ результатов экспериментов, приведенных в литературном обзоре (Глава II) приходим к выводу, что все эксперименты по лазерному отжигу дефектов, созданных ионной имплантацией, быстрыми нейтронами или электронами, можно условно разделить на две части: эксперименты, результаты которых, по мнению авторов, хорошо объясняются тепловой моделью ЛО [4,5,31,47] и эксперименты, где процессы ЛО осуществляются при мощностях импульса ниже порога, необходимой по тепловому механизму [11,12,56,81-93], или выявленные в экспериментах факты не согласуются с моделью чисто термического отжига [20,38,94-98].

Отсюда, само собой возникает вопрос о роли атермических факторов в процессах импульсного фотонного отжига, и в том числе, в процессах ЛО. Этими факторами могут быть ионизация, ударные нагрузки, генерация вакансии, когерентное взаимодействие лазерного излучения с атомами кристаллической решетки. Как отмечалось в работах [4,5,47] наибольшее внимание привлекает ионизационные эффекты.

Действительно, после открытия эффекта ЛО, уже в самом начале исследований, были выявлены факты, не согласующиеся с чисто тепловой моделью [5,47]:

- несоответствие коэффициента отражения кремния во время фазы высокого отражения значению R жидкого кремния [20,94,95];
- несоответствие временных зависимостей коэффициента- отражения и проводимости слоя временным зависимостям температуры нагрева при импульсном ЛО [96,97];
- температура решетки кремния, измеренная методом рамановского рассеяния, не превышает 300 ± 50 °C [93];
- пропускание ИК излучения ($\lambda = 1.15$ мкм) непосредственно во время ЛО

кремния не равно 0 [98];

- после импульсного ЛО сохранение точечных дефектов, введенных в кремний до отжига [38].

В частности, было установлено, что коэффициент отражения кремния (для нормального угла падения, $\lambda=0.63$ мкм) при оптимальном режиме отжига не равен коэффициенту отражения классического жидкого кремния ($R_{ло}=66\% \neq R_{распл}=72\%$), а времена полного отжига ионно-легированного слоя составляют всего 15-20 нс, т. е. порядка длительности лазерного импульса [32]. Кроме того, уже тогда имелись экспериментальные факты, свидетельствующие о том, что скорости процессов отжига точечных дефектов и рекристаллизации имплантированных и аморфных слоев существенно возрастают в условиях воздействия на полупроводник ионизирующих излучений [99,100]. Все это привело к мысли о том, что при наносекундном ЛО помимо тепла стимулирующее действие могут оказывать другие факторы, и особенно высокий уровень фотоионизации [94,101].

Между тем, как было отмечено в работах [5,47], анализ опубликованных работ по этим результатам вызывает серьезные сомнения в корректности их выводов из-за возможных экспериментальных ошибок. Действительно, как показано в работе [102], имеющийся 10%-й разброс и невоспроизводимость временных и пространственных характеристик отжигающего и зондирующего лазеров в статистических по своей сущности экспериментах Ло и Компаана по измерению температуры приводят к 1.5-кратному занижению температуры решетки. Существенная коррекция должна быть внесена и в результаты второго эксперимента. По сообщению самих же авторов, уточненные измерения показали, что доля ИК излучения, проходящего через отжигаемый слой, составляет всего 10^{-3} (первоначальное значение пропускания было 0.2!).

Исходя из вышеизложенного, нами была поставлена задача провести эксперименты таким образом, чтобы исключить (или значительно снизить)

термический нагрев образцов при ЛО, тем самым, выявив роль атермических факторов в указанных процессах. Поэтому в условиях экспериментов четко должны быть определены:

1. возможное значение величины нагрева кристалла;
2. может ли предполагаемый нагрев осуществить процессы отжига;
3. величина критической концентрации генерированных светом ННЗ, необходимая для осуществления процессов ЛО;
4. оценочные величины генерированных светом концентрации носителей тока;
5. присутствие и значимость других атермических факторов в процессах ЛО.

Задача была решена следующим образом - во время лазерного воздействия образцы помещались в оптическом сосуде Дьюара в среде жидкого азота ($T=77\text{K}$). Это дает возможность, во-первых, уменьшить начальную температуру образца на $\sim 200\text{K}$, и, во-вторых, значительно увеличить теплоотвод, снижая не только температуру, но и длительность нагрева образца.

Для выявления механизма ЛО радиационных дефектов в полупроводниковых материалах, объектами основных исследований были выбраны Si и GaAs. Выбор материалов был определен тем, что Si и GaAs являются, самыми изученными материалами из моноатомных полупроводников и полупроводниковых соединений, соответственно. Вместе с тем, они нашли самое широкое применение в современной электронике.

Нижеизложенные эксперименты по изучению механизма ЛО радиационных дефектов в полупроводниковых материалах условно можно разделить на три группы:

- Эксперименты по изучению механизма плавления и рекристаллизаций полупроводниковых слоев аморфизированных ионной бомбардировкой;

- Эксперименты по отжигу частично разупорядоченных (ионной бомбардировкой) слоев полупроводника;
- Эксперименты по отжигу “генетических” и радиационных структурных дефектов.

Следует отметить, что в экспериментах, кроме измерений физических свойств образцов, с помощью которых изучался процесс ЛО, для оценки температуры образца и концентрации, генерированных светом электронов и дырок измерялись коэффициенты отражения (R) и поглощения (α) на длине волны лазерного излучения, время жизни неравновесных носителей (τ).

4.1. Влияние лазерного воздействия на процесс рекристаллизации аморфизированного GaAs [87].

Исследования проводились на образцах p -GaAs, легированного Zn, в концентрации $p=10^{18}\text{см}^{-3}$, с ориентацией - (100). Образцы имплантировались ионами В^+ с энергией 40 кэВ, дозой – $6.25 \times 10^{15}\text{см}^{-2}$ (10^3 мкКл). Средний проецированный пробег иона составлял $R_p=0.0956$ мкм. В результате облучения достигалась аморфизация поверхностного слоя. ЛО проводился ($\lambda=069$ мкм, $\tau_u=4 \times 10^{-4}$ с), как на воздухе, при начальной температуре образца $T_{нач}=300$ К, так и в среде жидкого азота ($T_{нач}=77$ К). Лазерный луч, через окно оптического сосуда Дьюара, падал перпендикулярно на аморфизированную поверхность образца. Снимались электронограммы образцов облученных разным количеством лазерных импульсов. Длительность между импульсами составляла 3-5 мин.

На фото 4.1-4.3 показаны электронограммы образцов подвергнутых лазерному облучению ($T_{нач}=77$ К, $E=0.2$ Дж/см²) одним импульсом (фото 4.1), 3-мя импульсами (фото 4.2) и 5-ю импульсами (фото 4.3). Как видно, после одного и трех импульсов начало процесса рекристаллизации еще не заметно, а после пяти импульсов наблюдается переход аморфного состояния в

поликристаллический. Аналогичный эксперимент был проведен и на образцах при $T_{нач}=300\text{K}$. Результаты были идентичными. Процесс зарождения поликристаллической структуры, также проявлялось только после пяти импульсов лазера (фото 4.4). Дальнейшее увеличение количества импульсов, независимо от начальной температуры образца, не приводило к переходу поликристаллического состояния в монокристаллическое.

Вторая серия экспериментов была проведена при более высоких энергиях лазерного импульса ($E=5 \text{ Дж/см}^2$). Как и в предыдущих экспериментах, процесс ЛО протекал одинаково вне зависимости от начальной температуры образца. Однако первый же импульс лазера, в отличие от предыдущего эксперимента, приводил к зарождению поликристаллической структуры (фото 4.5 и 4.6). Дальнейшее увеличение количества импульсов, также не вызывал переход в монокристаллическое состояние. Увеличение же плотности энергии ЛО (при $T_{нач}=300 \text{ K}$), было ограничено началом разрушения поверхностного слоя.

Для сравнения часть образцов подвергалась термическому отжигу (ТО) в вакууме при температурах $100\text{-}800^\circ\text{C}$, под защитными пленками Si_3N_4 . Как показали исследования по ТО, значительное изменение структурных свойств аморфизированного арсенида галлия наблюдалось при $T>700^\circ\text{C}$.

Для того чтобы судить о механизме проведения ЛО необходимо оценить концентрации неравновесных носителей заряда и температуры нагрева кристалла. В работе [48] показано, что в арсениде галлия при высоком темпе генерации убыль концентрации неравновесных носителей заряда (ННЗ) определяется излучательной рекомбинацией (формула 3.29). Это справедливо только для относительно слабелегированного GaAs, не подвергнутому радиационному воздействию. При облучении GaAs высокоэнергетическими частицами, в материале создаются радиационные дефекты являющиеся центрами безизлучательной рекомбинации. В этом случае эффективное время жизни свободных носителей заряда будет определяться Оже-рекомбинацией (формула 3.29) [103].

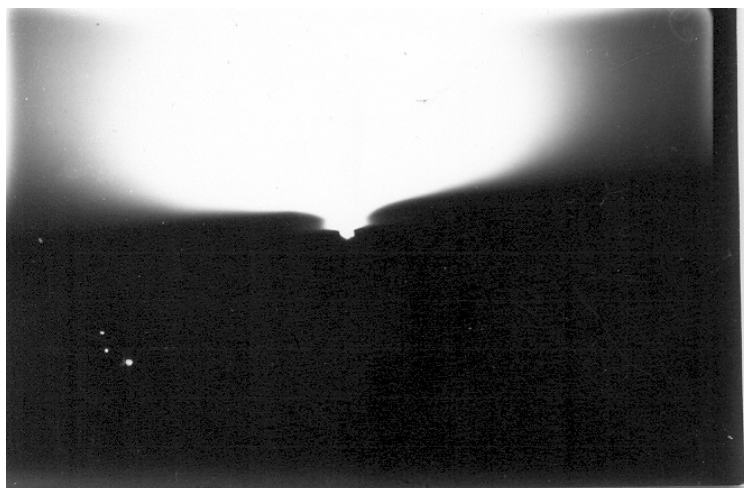


фото 4.1



фото 4.2

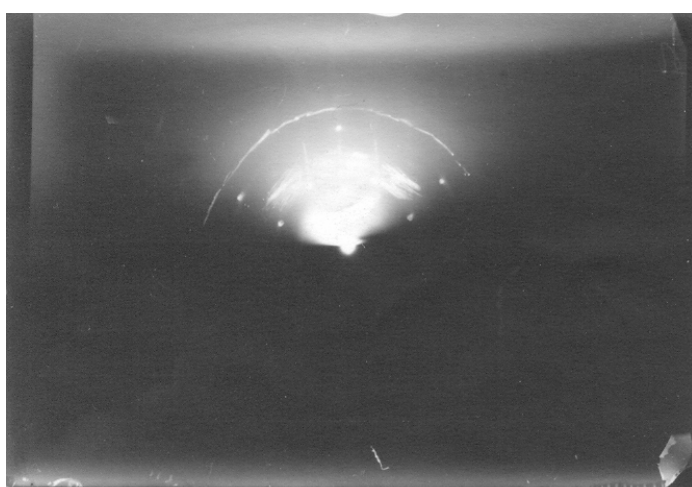


фото 4.3



фото 4.4

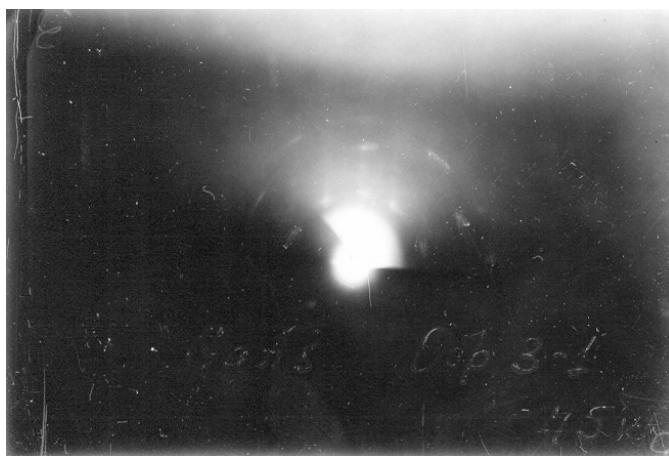


фото 4.5



фото 4.6

Для оценки концентрации ННЗ в условиях наших экспериментов, воспользуемся формулами 3.21' и 3.27. Формулу 3.21' запишем в следующем виде:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau} - \gamma(\Delta n)^3 + D_a \frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2} \quad (4.1)$$

В процессе исследуемого ЛО реализуется стационарная концентрация ННЗ, т.е. $\frac{d\Delta n}{dt} = 0$. При малых темпах генерации убыль концентрации ННЗ будет определяться вторым членом правой части 4.1, а при больших – третьим. Доминирование Оже-рекомбинации произойдет, когда $\gamma(\Delta n)^3 > \frac{\Delta n}{\tau}$, где $\gamma = 3 \times 10^{-31} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ [103], а τ – время жизни ННЗ определяемое рекомбинацией на центрах с глубокими уровнями. В условиях эксперимента $\tau \approx 10^{-11} \text{ с}$. Тогда получаем, что $\Delta n > \frac{1}{\sqrt{\gamma\tau}} = 6 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Для обеспечения такой концентрации ННЗ необходимо выполнение условия $G \geq \gamma(\Delta n)^3 = 6.5 \times 10^{31} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Оценим величину G в условиях данного эксперимента по формуле 3.27 - $G = \frac{(1-R)E\alpha}{h\nu\tau_i}$, где, при $T_{\text{нач}} = 300 \text{ К}$, $R = 0.4$, $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$, $h\nu = 1.79 \text{ эВ}$, $\tau_i = 4 \times 10^{-4} \text{ с}$, $E_1 = 0.2 \text{ Дж/см}^2$ и $E_2 = 10 \text{ Дж/см}^2$. Простейший расчет дает $G_1 = 10^{26} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ и $G_2 = 2 \times 10^{28} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Видно, что для реализуемого режима ЛО темп генерации существенно меньше значения, при котором доминирует Оже-рекомбинация. Поэтому, стационарная концентрация ННЗ Δn_0 будет определяться 1-м и 2-м членами правой части уравнения 4.1 (4-й член не вносит значительного изменения в значении Δn [48]). Отсюда следует, что $\Delta n_0 = G\tau$ и следовательно $\Delta n_1 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\Delta n_2 = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Учет отличия значений R , α , и τ при $T_{\text{нач}} = 77 \text{ К}$ не приводит к заметному изменению величины Δn .

Величина термического нагрева оценивалась по методу изложенного в параграфе 3.6 в следующих предположениях: удельный вес $\rho = 5.3 \text{ г/см}^3$; теплоемкость $C = 0.35 \text{ Дж/г}^0\text{С}$ (300К) и $0.167 \text{ Дж/г}^0\text{С}$ (80К); коэффициент

теплопроводности $\alpha = 0.55$ Вт/см⁰С(300К) и 2.7 Вт/см⁰С(77К); температура плавления $T_{пл} = 1511$ К.

Как показали расчеты, при исходной температуре кристалла 77К, для достижения на поверхности имплантированного слоя GaAs температуры $\sim 800^{\circ}\text{C}$, необходимо затратить световой энергии в 1.5 раз больше, чем в случае, когда образец находится при 300К. В условиях эксперимента, в процессе ЛО, прирост температуры составляет:

- $\Delta T = 5-7^{\circ}\text{C}$ при энергии лазерного импульса $E = 0.2$ Дж/см² и температурах $T_{нач} = 77-300\text{K}$;
- $\Delta T \approx 500^{\circ}\text{C}$ при $E = 5$ Дж/см² и $T_{нач} = 77\text{K}$;
- $\Delta T \approx 750^{\circ}\text{C}$ при $E = 5$ Дж/см² и $T_{нач} = 300\text{K}$.

Последние значения хорошо согласуются с расчетами, приведенными в работе [32].

Аналогичный эксперимент был проведен по ЛО наносекундными импульсами ($\lambda = 0.69$ мкм, $E = 5$ Дж/см², $\tau = 35$ нс). После первого же импульса, независимо от начальной температуры образца (77 или 300 К), наблюдается полная рекристаллизация аморфизированного слоя. Оценки температур по термической модели ЛО показывают: для $T_{нач} = 300\text{K}$ - $T \approx T_{пл}$, а для $T_{нач} = 77\text{K}$ $T \approx 0.7T_{пл}$. Независимо от $T_{нач}$, концентрация генерированных светом ННЗ составила $\Delta n \approx 4.5 \times 10^{19} \text{см}^{-3}$.

Таким образом, мы получили, что: наблюдаемый на эксперименте процесс рекристаллизации, не зависит от начальной температуры образцов (77 или 300К) и может носить аддитивный характер; эффективность ЛО определяется не нагревом кристалла, а концентрацией генерированных светом ННЗ; результаты экспериментов нельзя объяснить чисто термическим механизмом ЛО.

4.2. Низкотемпературный лазерный отжиг имплантированного ионами Si [104].

Для выявления механизма ЛО в полупроводниках были проведены дальнейшие эксперименты на монокристаллическом кремний (с-Si) марки КЭФ-0.35 с ориентацией $\langle 111 \rangle$, облученном различными дозами ионов В⁺ ($E=40$ кэВ, $\Phi=6.25 \times 10^{13} \div 6.25 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ т.е. $10 \div 10^4$ мкКл) вплоть до аморфизации. Порог аморфизации Si составляет $\Phi=2 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$, глубина аморфизации ~ 0.13 мкм [6].

ЛО проводился на воздухе ($T_{нач}=300\text{К}$) или в среде жидкого азота ($T_{нач}=77\text{К}$). Облучение осуществлялось одиночными импульсами излучения неодимовых лазеров ($\lambda=1.06$ мкм): длительность импульса 35нс или 0.12мс, плотность энергии в импульсе менялся в диапазоне $E=0.8 \div 2.2 \text{ Дж/см}^2$. Термический отжиг (ТО) осуществлялся в печи, в инертной среде при температуре $T=900^{\circ}\text{C}$ в течение 30 мин, что обеспечивал почти полный отжиг дефектов и активацию внедренной примеси [6]. После лазерного или термического отжига измерялось слоевое сопротивление образцов (ρ_s) четырех зондовым методом. В течение всего эксперимента контролировалось качество поверхности кристалла.

На рисунках 4.1 и 4.2 показаны результаты эксперимента по ЛО Si, облученного различными дозами ионов бора. Плотность энергии лазерного импульса составляла 1.5 Дж/см^2 . Образцы облучались на воздухе при комнатной температуре (кривые 2) или в среде жидкого азота (кривые 1) импульсами миллисекундной (рис.4.1) или наносекундной (рис.4.2) длительности. Так же был проведен термический отжиг (кривые 3). Результаты эксперимента по ЛО ионноимплантированных слоев условно можно разделить на две группы: отжиг частично разупорядоченных слоев ($10-10^3$ мкКл) и отжиг аморфизированных ($10-10^4$ мкКл) слоев кремния ($\alpha\text{-Si}$).

С начала рассмотрим случай ЛО частично разупорядоченных слоев. Как видно из рис. 4.1, в случае миллисекундных импульсов, ЛО наблюдается, как

при начальной температуре образца $T_{нач}=300$ К, так и при $T_{нач}=77$ К. При этом, эффективность отжига выше при $T_{нач}=300$ К, но полный отжиг при данной плотности энергии не достигается. Картина повторяется и в случае ЛО α -Si. Что касается отжига наносекундными импульсами (рис. 4.2), при относительно малых дозах имплантации (10 мкКл), картина ЛО такая же, как при отжиге миллисекундными импульсами. С увеличением дозы имплантации эффективности ЛО при обеих начальных температурах сравниваются, и при дозе облучения 10^3 мкКл отжиг при $T_{нач}=77$ К - становится более эффективным. Как и в предыдущем, в данном эксперименте плотность энергии лазерного импульса оказалась недостаточной для осуществления полного отжига. Интересная картина наблюдается при ЛО α -Si наносекундными импульсами. При $T_{нач}=300$ К значения ρ_s достигаются практически такие же, как при ТО, а при $T_{нач}=77$ К – еще меньшей величины, что говорит о высокой эффективности активации примеси.

Для более детального изучения данного явления были проведены исследования по изучению процессов ЛО α -Si, в зависимости от плотности энергии лазерного импульса (0.8-2.2 Дж/см²), при длительности импульса 35 нс и начальных температурах образца $T_{нач}=77$ К (рис. 4.3, кривая 1) и $T_{нач}=300$ К (рис. 4.3, кривая 2). Как видно из рисунка, уже начиная с энергии ЛО $E=0.8$ Дж/см², наблюдается существенное изменения ρ_s , как при $T_{нач}=77$ К, так и при $T_{нач}=300$ К. В диапазоне $E=0.8-1.4$ Дж/см² ЛО более эффективен при $T_{нач}=300$ К, чем при $T_{нач}=77$ К, хотя с увеличением энергии лазера картина меняется. Кроме того, на обеих кривых, независимо от исходной температуры кристалла, наблюдается обратный отжиг. Однако в образцах с $T_{нач}=77$ К область обратного отжига смещена к более высоким энергиям и проявляется слабее.

В процессе ЛО, одновременно с электрофизическими измерениями, делались снимки поверхности кремния, подвергнутого лазерному облучению наносекундными импульсами. На фотографиях 4.7-4.17 показаны поверхности

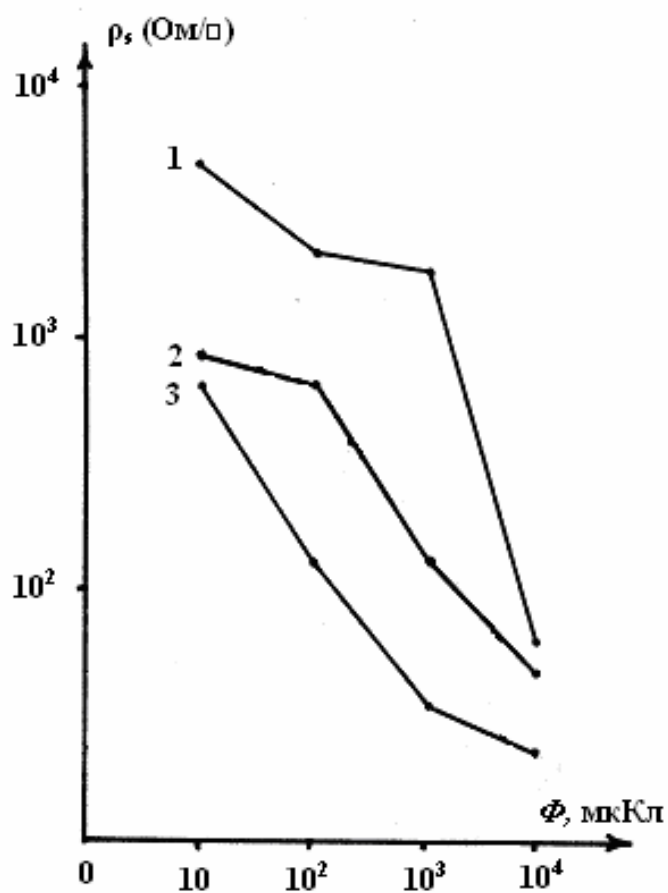


Рис. 4.1. Изменение слоевого сопротивления (ρ_s) кремния имплантированного ионами B^+ , различными дозами (Φ) после ЛО ($E=1.5\text{Дж}/\text{см}^2$, $\tau=0.12\text{ мс}$) при начальных температурах: $T_{\text{нач}}=77\text{K}$ (1) и $T_{\text{нач}}=300\text{K}$ (2), и ТО при $T=900^\circ\text{C}$ (3).

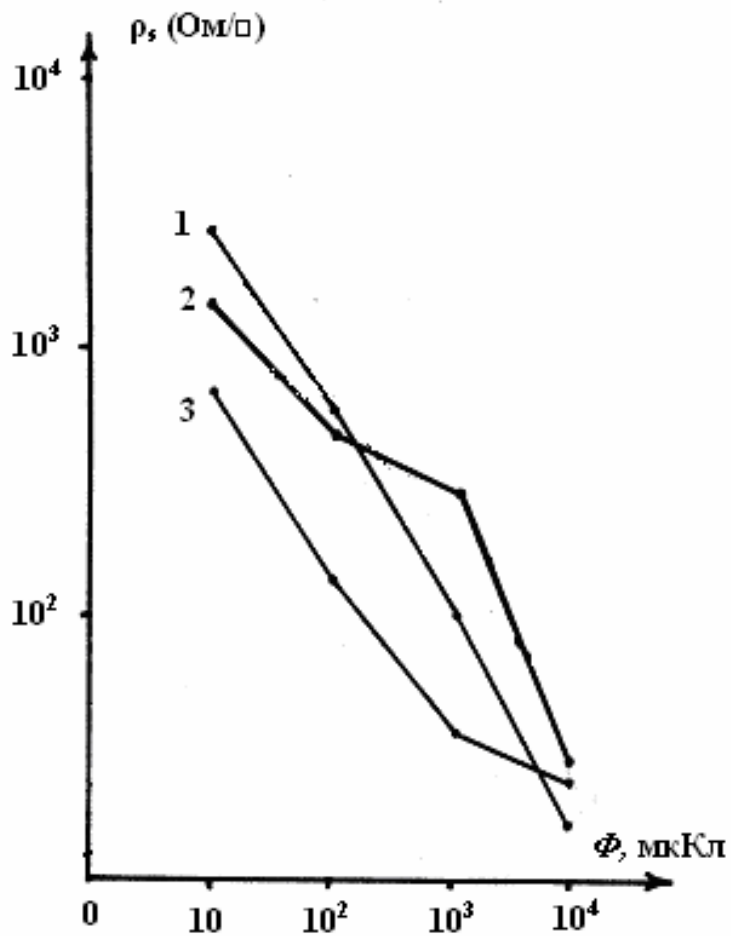


Рис. 4.2. Изменение слоевого сопротивления (ρ_s) кремния имплантированного ионами B^+ , различными дозами (Φ) после ЛО ($E=1.5 \text{ Дж/см}^2$, $\tau=35 \text{ нс}$) при начальных температурах: $T_{нач}=77\text{К}$ (1) и $T_{нач}=300\text{К}$ (2), и ТО при $T=900^\circ\text{C}$ (3).

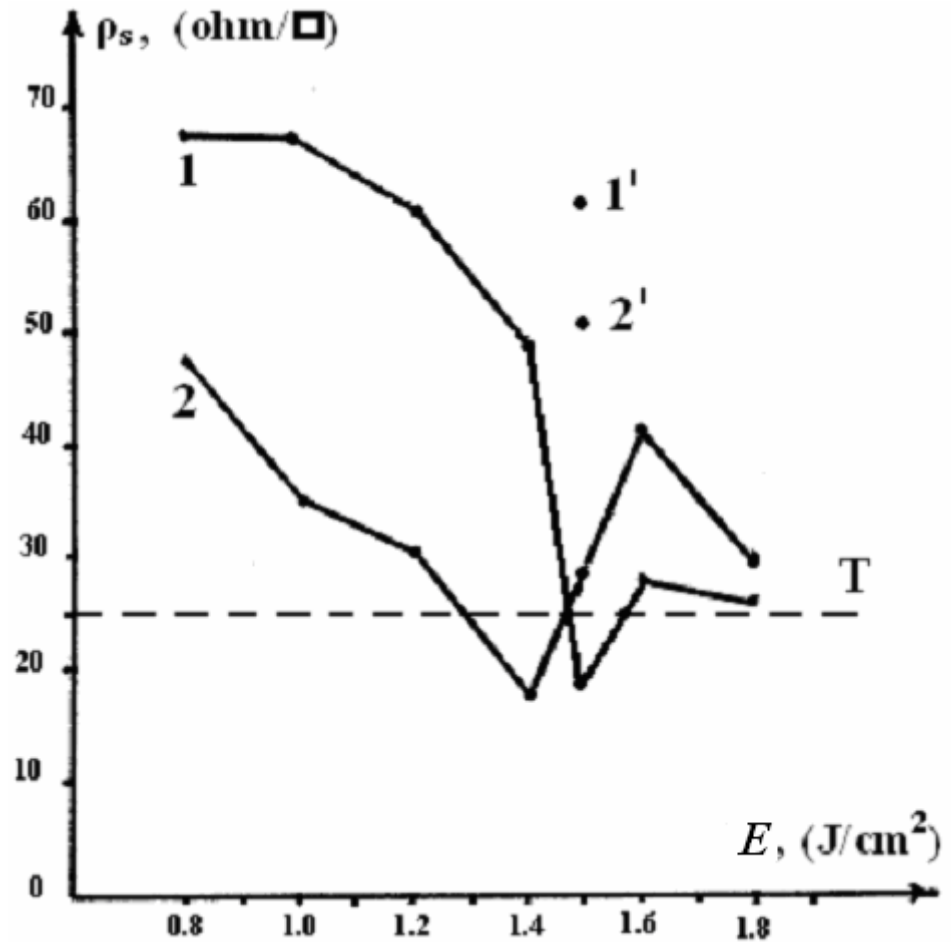


Рис.4.3. Зависимость слоевого сопротивления (ρ_s) кремния аморфизированного имплантацией ионами B^+ ($\Phi=10^4$ мкКл) от энергии лазерного импульса (E), при начальных температурах: $T_{нач}=77$ К (1,1') и $T_{нач}=300$ К (2,2') и длительностях импульса $\tau=35$ нс (1,2) и $\tau=0.12$ мс (1',2'). (- - -) - значение (ρ_s) после термического отжига при $T=900^\circ\text{C}$.

кремния при различных начальных температурах и плотностях энергии. Как видно из фотографий при облучении образцов при комнатной температуре расплав поверхностной области наблюдается уже при плотности энергии $1,0 \text{ Дж/см}^2$ (фото 4.8).

Отличная картина наблюдается для образцов, облученных при температуре жидкого азота. Здесь до плотности энергии $1,8 \text{ Дж/см}^2$ плавление поверхности не наблюдается (фото 4.10-4.14). Оно появляется, лишь начиная с $1,8 \text{ Дж/см}^2$ (фото 4.15). Причем, при этом значении плотности энергии поверхность представляет собой отдельные расплавленные области, в то время, как для значений, превышающих $1,8 \text{ Дж/см}^2$, поверхность полностью расплавлена (фото 4.16 и 4.17). Т.е. плотность энергии $1,8 \text{ Дж/см}^2$ представляет некий порог, при котором наблюдается плавление поверхности.

Прежде, чем проведем оценку роли термических и ионизационных факторов в процессах ЛО, рассмотрим чем может быть обусловлен эффект обратного отжига (рис.4.3):

1. обратный отжиг, в Si имплантированного ионами B^+ , наблюдался ранее [6] в процессе термического отжига. Он характерен для доз имплантации $>10^{13} \text{ см}^{-2}$ и наблюдается при температурах $550\text{-}650^\circ\text{C}$ (при $\Phi=10^{15} \text{ см}^{-2}$). Причина этого явления еще не совсем ясна, но было показано, что при комнатной температуре в узлах решетки находится 30%, а при 100°C – только около 5% ионов бора, в то время как, после отжига при 1000°C – более 90%. Такое поведение бора предлагается, как объяснение процесса обратного отжига;
2. наблюдаемый обратный отжиг может быть связан с возникновением новых точечных дефектов в процессе лазерного воздействия. Однако, энергии лазерного импульса в эксперименте были ниже порога дефектообразования [4,5], что подтверждают эксперименты с контрольными образцами;

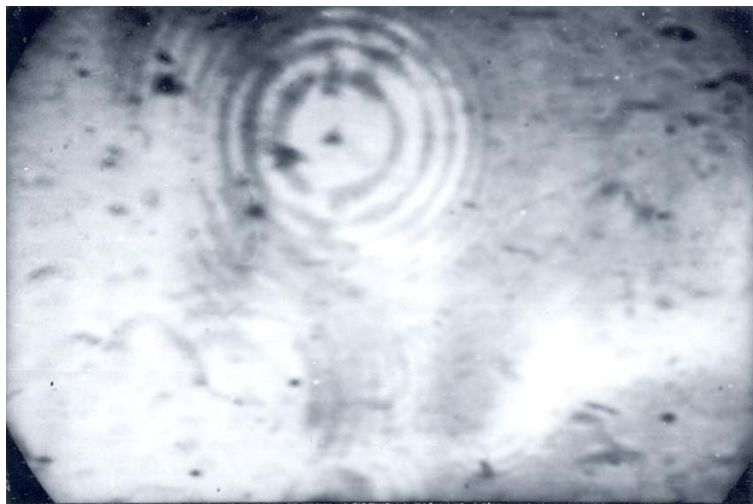


фото 4.7. $T_{нач}=300\text{К}$, $E=0.8 \text{ Дж/см}^2$

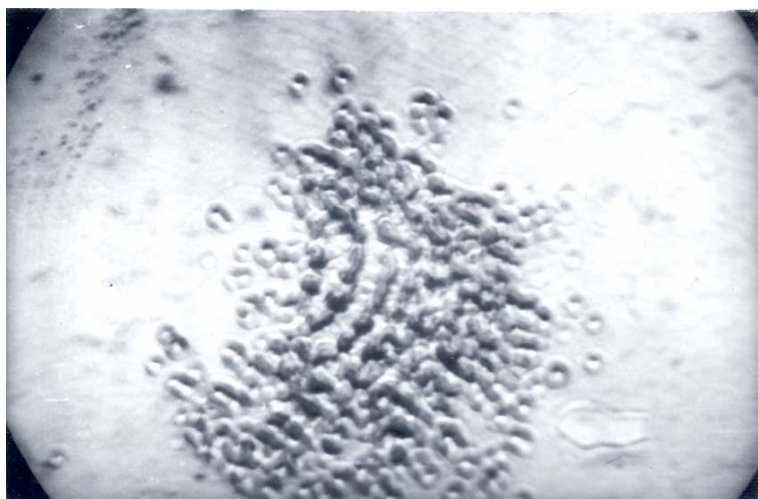


фото 4.8. $T_{нач}=300\text{К}$, $E=1.0 \text{ Дж/см}^2$



фото 4.9. $T_{нач}=300\text{К}$, $E=1.2 \text{ Дж/см}^2$

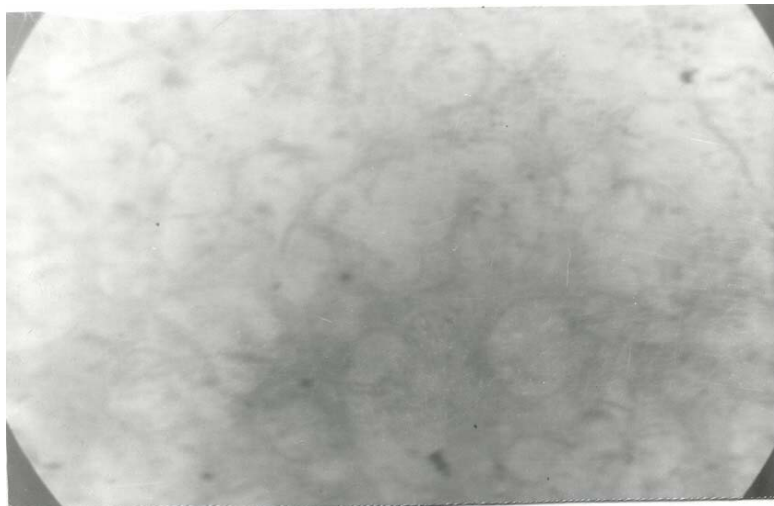


фото 4.10. $T_{нач}=77\text{K}$, $E=0.8 \text{ Дж/см}^2$

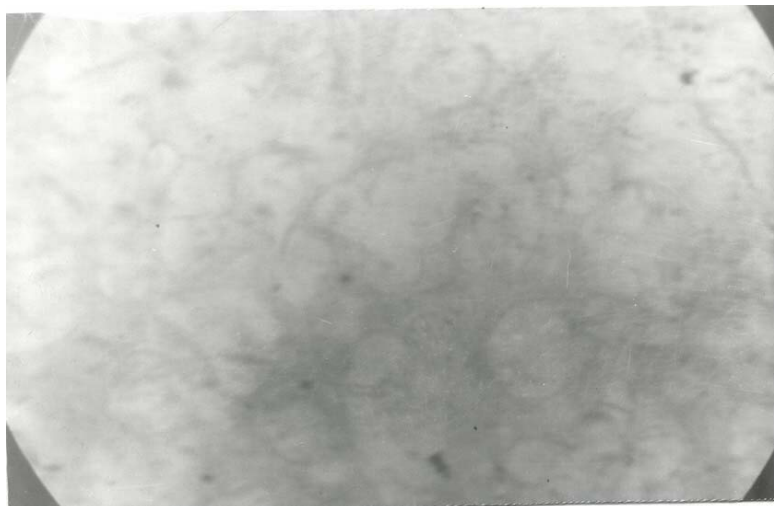


фото 4.11. $T_{нач}=77\text{K}$, $E=1.0 \text{ Дж/см}^2$



фото 4.12. $T_{нач}=77\text{K}$, $E=1.2 \text{ Дж/см}^2$

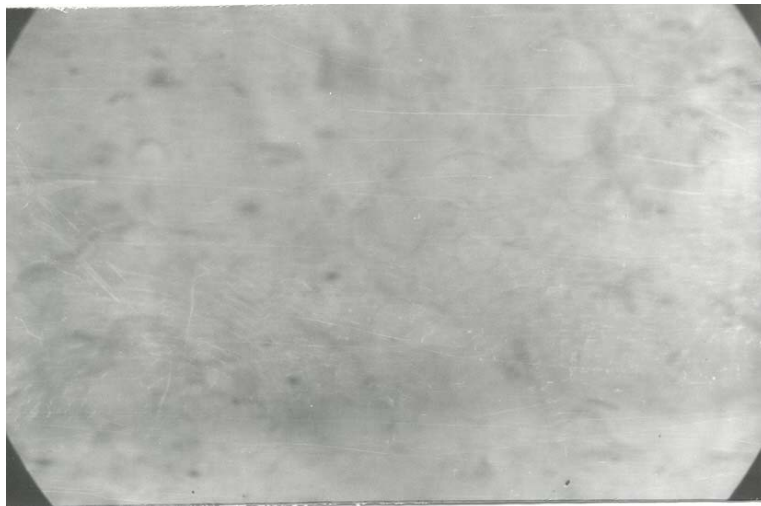


фото 4.13. $T_{нач}=77\text{K}$, $E=1.4 \text{ Дж/см}^2$

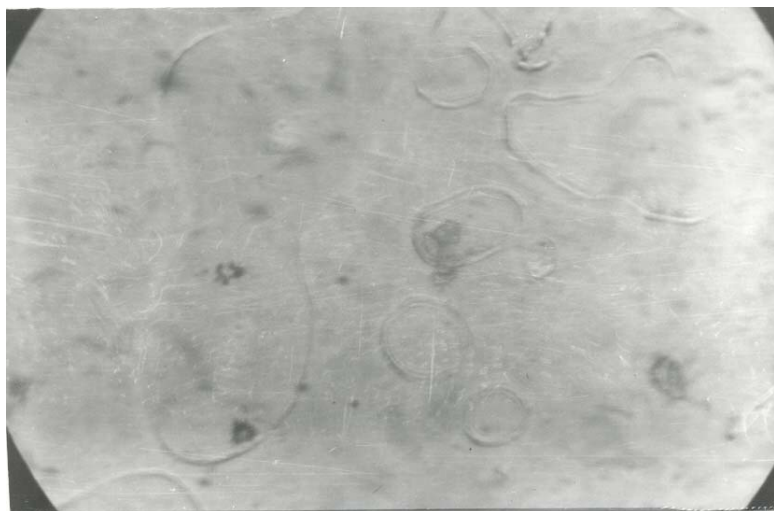


фото 4.14. $T_{нач}=77\text{K}$, $E=1.6 \text{ Дж/см}^2$

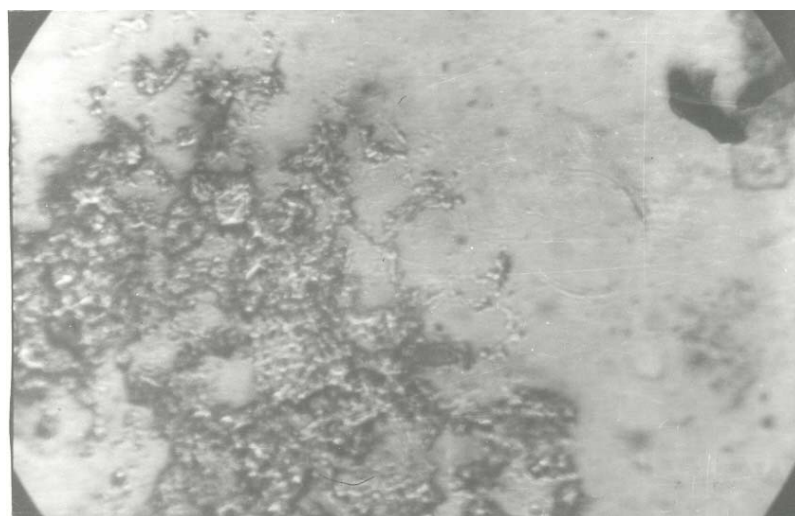


фото 4.15. $T_{нач}=77\text{K}$, $E=1.8 \text{ Дж/см}^2$



фото 4.16. $T_{нач}=77\text{K}$, $E=2.0$ Дж/см²

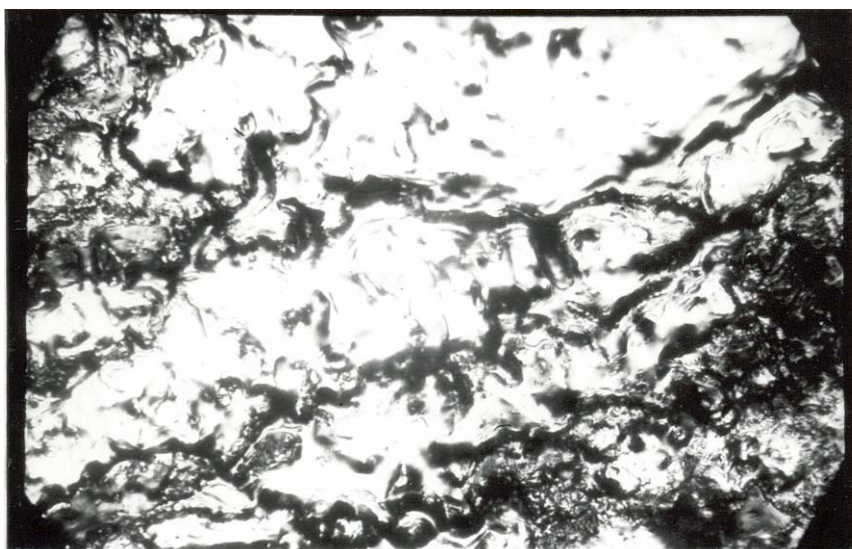


фото 4.17. $T_{нач}=77\text{K}$, $E=2.2$ Дж/см²

3. самым приемлемым объяснением наблюдаемого явления может служить следующее: как известно, $\rho_s \sim \frac{1}{n\mu}$ т.е. величина слоевого сопротивления определяется, как концентрацией (n), так и подвижностью носителей заряда (μ). Отжиг дефектов и активация внедренной примеси вызывают увеличение значения обоих параметров. Но, как было показано в работе [23] при проведении процесса рекристаллизации в аморфизированном Si ЛО ($E > 1$ Дж/см²), происходит, как увеличение подвижности, так и увеличение глубины распределения имплантированной примеси. Наблюдаемое изменение ρ_s при ЛО, видимо, связано с изменением относительного вклада двух процессов: увеличения подвижности и уменьшения концентрации носителей, за счет уширения профилей распределения примеси. При обратном отжиге, видимо, последнее является определяющим. Тогда вполне понятно почему эффект обратного отжига слабее выражен при $T_{нач}=77\text{К}$, чем при $T_{нач}=300\text{К}$, т.к. процесс диффузии с уменьшением температуры замедляется.

Для оценки температуры нагрева образцов и концентрации генерированных неравновесных носителей заряда во время ЛО, в расчетах будем использовать следующие характеристики для c-Si и α -Si:

Таблица 4.1.

Параметр	c-Si	α -Si
$T_{пл}$, К	1688	1473
ρ_s , г/см ³	2.33	2.0
κ , Вт/см.град	1.45, (300К)	0.02, (300К)
C , Дж/г.град.	0.84, (300К) 0.188, (80К)	0.9, (300К)
τ , с	2×10^{-3} , (300К)	10^{-6} , (300К)

Что касается таких оптических параметров, как R и α , их величины зависят от ряда факторов [4,5]:

- исходной концентрации легирования;
- степени разупорядочения кристаллической структуры отжигаемого слоя;
- начальной температуры образца;
- высокой концентрацией генерированных неравновесных носителей заряда;
- термическим нагревом решетки в процессе ЛО.

Таблица 4.2.

Параметр	c-Si	α -Si	жидкий Si
R	0.35	0.5	0.72
α , см ⁻¹ (300 К, $\lambda=1.06$ мкм)	10-100	(3-6) $\times 10^3$	7×10^5
α , см ⁻¹ (300 К, $\lambda=0.69$ мкм)	3×10^3	(3-5) $\times 10^4$	10^6
α , см ⁻¹ (300 К, $\lambda=0.53$ мкм)	8×10^3	5×10^4	

Величина термического нагрева оценивалась по методу изложенного в параграфе 3.6. Как показали оценки, при миллисекундном ЛО ($T_{нач}=300\text{К}$) температура образца в условиях эксперимента не превышала 100°C , а при $T_{нач}=77\text{К}$ - не поднималась выше комнатной температуры, в то время, как при ТО аналогичное изменение ρ_s наблюдается при 700°C в течение 30 мин.

Как показывают расчеты, в случае наносекундного ЛО, температура плавления α -Si должна достигаться при $E \approx 1.0$ Дж/см² ($T_{нач}=300\text{К}$), а при $T_{нач}=77\text{К}$ необходимо затратить световой энергии в 1.3 раза больше, чем при $T_{нач}=300\text{К}$. Эти расчеты хорошо согласуются с данными [84].

Исходя из вышеизложенного, по термической модели, наблюдаемый при $T_{нач}=300\text{К}$ ($E=1.4$ Дж/см²) эффективный отжиг, для $T_{нач}=77\text{К}$ должен был наступить при $E=1.8$ Дж/см², а не при $E=1.5$ Дж/см², как это наблюдается на эксперименте.

Для оценки концентрации НЗ в условиях эксперимента воспользуемся формулой 4.1. Доминирование Оже-рекомбинации произойдет, когда $\Delta n > \frac{1}{\sqrt{\gamma\tau}} = 3 \times 10^{16} \text{см}^{-3}$, где $\gamma \approx 10^{-30} \div 10^{-30} \text{см}^6 \text{с}^{-1}$ [41] и $\tau = 10^{-6} \text{с}$.

Для обеспечения такой концентрации НЗ необходимо выполнение условия $G \geq \gamma(\Delta n)^3 = 2.7 \times 10^{19} \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$. Оценим величину G в условиях данного эксперимента по формуле 3.27.

Для этого необходимо рассмотреть различные условия проведения эксперимента: при $h\nu=1.17\text{эВ}$, $R=0.35-0.5$, $\alpha=10-3 \times 10^3 \text{см}^{-1}$.

Таблица 4.3.

ЛО		$T_{нач}, \text{К}$	Расчетные	
$E, \text{Дж/см}^2$	$\tau, \text{с}$		$\Delta T, \text{К}$	$\Delta n, \text{см}^{-3}$
1.5	4×10^{-4}	77	70	$10^{17}-3 \times 10^{18}$
1.5	4×10^{-4}	300	100	$10^{18}-5 \times 10^{18}$
1.5	3.5×10^{-8}	77	$T \geq T_{nl}$	$10^{19}-4.6 \times 10^{19}$
1.5	3.5×10^{-8}	300	$T \geq T_{nl}$	$2 \times 10^{19}-7 \times 10^{19}$
0.8-1.8	3.5×10^{-8}	77	$T < T_{nl} - T \geq T_{nl}$	$9.3 \times 10^{18}-5.2 \times 10^{19}$
0.8-1.8	3.5×10^{-8}	300		$1.6 \times 10^{19}-7.4 \times 10^{19}$

Исходя из результатов вышеизложенных экспериментов, можно сделать следующие выводы:

1. низкотемпературный ($T_{нач}=77\text{К}$) импульсный (0.12мс или 35нс) лазерный отжиг кремния, подвергнутого ионной имплантации (B^+) дозами, как до, так и выше порога аморфизации, приводит к значительному (но не всегда

- полному) отжигу сопутствующих дефектов и активации внедренной примеси;
2. процесс низкотемпературного ($T_{нач}=77\text{K}$) наносекундного (35 нс) ЛО ($E>1.4 \text{ Дж/см}^2$) имплантированного ионами кремния, может быть более эффективным, чем ТО, или ЛО при $T_{нач}=300\text{K}$;
 3. в процессе наносекундного ЛО $\alpha\text{-Si}$ с увеличением плотности энергии импульса, независимо от начальной температуры образца, наблюдается обратный отжиг. Причем, в образцах с $T_{нач}=77\text{K}$ область обратного отжига сдвинута к более высоким энергиям и проявляется слабее;
 4. следы плавления на поверхности образцов визуально наблюдались при $T_{нач}=300\text{K} - E=1.0 \text{ Дж/см}^2$, и при $T_{нач}=77\text{K} - E=1.8 \text{ Дж/см}^2$.
 5. наблюдаемый энергетический порог ЛО, при $T_{нач}=77\text{K}$, ниже (на $\sim 20\%$) расчетного, по термической модели.
 6. наблюдается зависимость эффекта ЛО от концентрации генерированных светом ННЗ.
 7. полученные экспериментальные результаты не объясняются чисто термической моделью ЛО.

1.1. Лазерный отжиг радиационных дефектов в GaAs, облученного электронами [90, 86,108-110].

Как показали результаты экспериментов изложенных в предыдущих параграфах, а также анализ данных ряда других экспериментов (см. гл. I) процесс проведения ЛО аморфизированных полупроводников протекает эффективнее облучения малыми дозами ионов [32-33]. Это связывается с тем фактом, что после облучения малыми дозами ионов преобладающим типом нарушений является точечные дефекты и их комплексы, которые компенсируют действие внедренной примеси. Исходя из этого, стало актуальным изучение механизмов ЛО точечных РД для разработки

эффективных способов их устранения в ионно-имплантированных кристаллах, что само по себе, является непростой задачей [4,31,33]. Особенно сложным оказалось осуществление лазерного отжига точечных дефектов в GaAs (например, по сравнению с Si) [32,38,43].

Исследования проводились на эпитаксиальных пленках GaAs n-типа ($n=5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$), толщиной $d=0.2$ мкм, выращенных на полуизолирующих подложках (толщина 0.3 см). Образцы облучались при комнатной температуре ускоренными электронами с энергией 3 МэВ, интегральными потоками 10^{16} - 10^{17} см^{-2} . Для отжига использовался лазер ($\lambda=0.69$ мкм), с длительностью импульса $\tau=5$ мс и плотностью энергии в импульсе - 50 Дж.см^{-2} . Количество импульсов менялось от 1 до 70. Длительность между импульсами составляла 3-5 мин. ЛО проводился в среде жидкого азота ($T_{нач}=77\text{К}$) или на воздухе ($T_{нач}=300\text{К}$). Изохронный термический отжиг проводился в инертной среде в печи в течение 15 мин. Для контроля отжига измерялось удельное сопротивление эпитаксиальной пленки при комнатной температуре до облучения (ρ_0) после облучения электронами (ρ_R), а также после термического (ρ_T) и лазерного (ρ_L) отжигов. Рассчитывалась доля восстановления удельного сопротивления $f(\rho_L) = \frac{\rho_L - \rho_0}{\rho_R - \rho_0}$, или $f(\rho_T) = \frac{\rho_T - \rho_0}{\rho_R - \rho_0}$. Лазерному воздействию подвергались, как облученные быстрыми электронами, так и контрольные образцы. В течение всего эксперимента контролировалось качество поверхности кристалла.

На рис. 4.4 показана зависимость доли восстановления удельного сопротивления образцов от количества лазерных импульсов в случае облучения различными дозами электронов. Как видно из рисунка, РД, созданные облучением электронами в *n*-GaAs, приводят к компенсации основных носителей, и, следовательно, к увеличению удельного сопротивления. При ЛО воздействие одним импульсом незначительно изменяет удельное сопротивление, но с увеличением количества импульсов лазера проводимость

эпитаксиальной пленки начинает интенсивно восстанавливаться. Однако, при неизменной энергии лазерного импульса, в процессе отжига РД величина удельного сопротивления выходит на насыщение, не достигнув исходного значения. Чем выше доза облучения, и соответственно концентрация радиационных дефектов, тем эффективнее оказался лазерный отжиг. Лазерное воздействие на контрольные образцы не приводит к заметному изменению их удельного сопротивления.

Был проведен изохронный термический отжиг двух групп образцов GaAs (рис.4.5): 1) облученных электронами и 2) облученных электронами и частично отожденных лазерными импульсами. Как видно из рисунка 4.5 (кривая 1), при отжиге первой группы образцов наблюдается одна стадия термического отжига радиационных дефектов, совпадающая с ранее известной [12]. Тогда как, для второй группы образцов наблюдается смещение стадии отжига к меньшим температурам приблизительно на 50°C (рис.4.5, кривая 2). Таким образом, при низкотемпературном лазерном воздействии на облученные электронами GaAs происходит, как отжиг дефектов, так и их трансформация в менее термостойкие дефекты.

Аналогичный эксперимент был проведен на образцах находящихся на воздухе ($T_{нач}=300\text{K}$). Оказалось, что увеличение начальной температуры кристаллов приблизительно на 200°C не приводит к увеличению эффективности ЛО и картина отжига не меняется.

Отметим, что в течение всего эксперимента деградация поверхности образцов не наблюдалась.

Оценка температур нагрева кристалла (см. параграф 4.1) дает:

при $T_{нач}=300\text{K}$ – $\Delta T \approx 550^{\circ}\text{C}$, и при $T_{нач}=77\text{K}$ – $\Delta T \approx 300^{\circ}\text{C}$. Концентрация генерированных лазерным импульсом ННЗ оценивалась по формуле 4.1. В условиях эксперимента $h\nu = 1.79$ эВ, $E = 50$ Дж/см², $\tau_l = 5 \times 10^{-3}$ с, $R = 0.3$. Что касается времени жизни неравновесных носителей заряда, то она зависит от

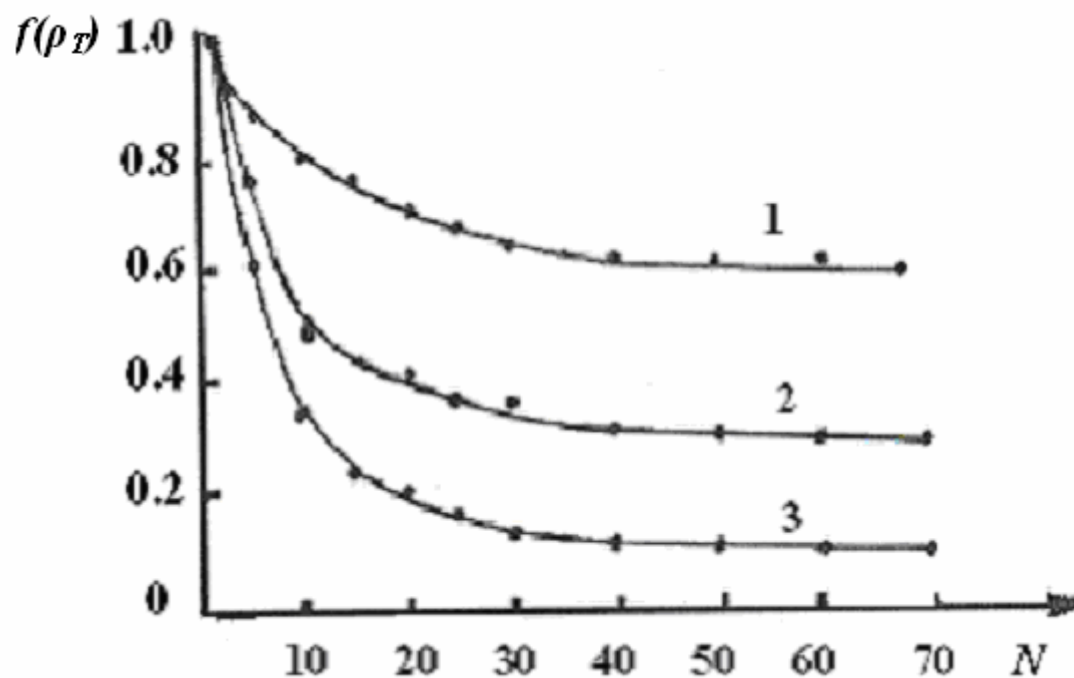


Рис. 4.4. Зависимость доли восстановленного удельного сопротивления n -GaAs, облученного различными дозами электронов (Φ , см^{-2}) от количества импульсов лазера (N): 1 – 10^{16} ; 2 – 5×10^{16} ; 3 – 10^{17} .

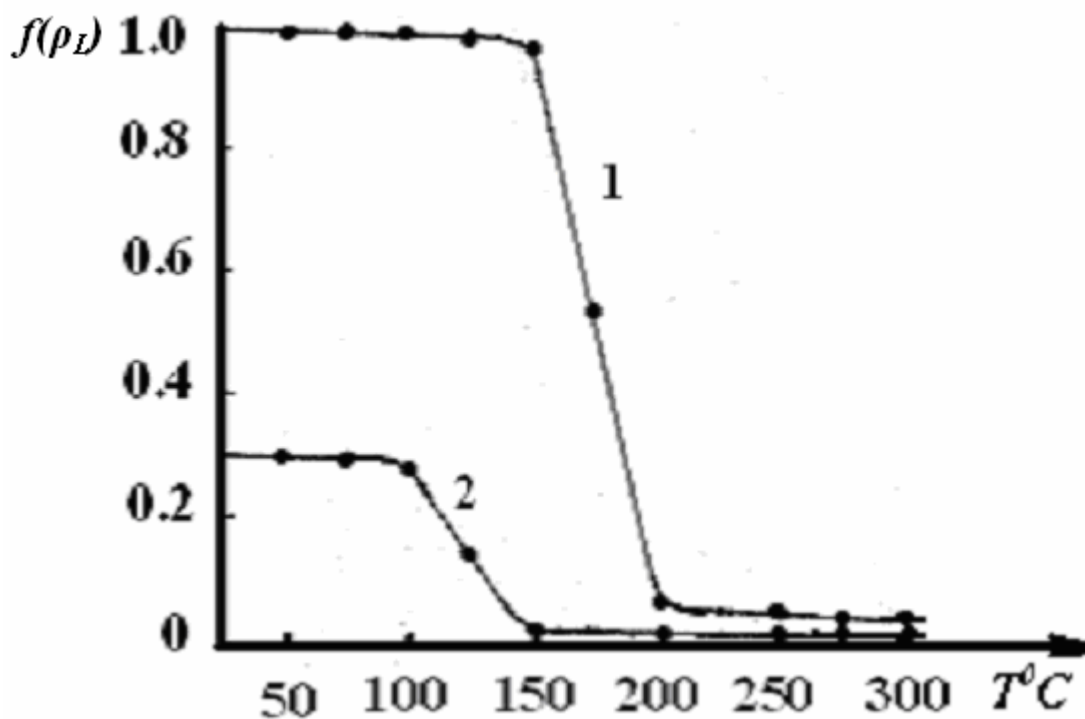


Рис. 4.5. Зависимость доли восстановленного удельного сопротивления n -GaAs, от температуры отжига: 1 – после облучения электронами $\Phi=5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$; 2 - после облучения электронами $\Phi=5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и частично отожжен 70 импульсами лазера.

дозы облучения электронами и меняется в диапазоне $\tau=10^{-10}$ - 10^{-11} с, вне зависимости от начальной температуры образца. Тогда как, коэффициент оптического поглощения зависит, как от дозы облучения электронами, так и от начальной температуры образца и меняется в диапазоне: при $T_{нач}=300\text{K}$ - $\alpha = 5 \times 10^4 - 8 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$, и при $T_{нач}=77\text{K}$ - $\alpha = 4 \times 10^4 - 7 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$.

Исходя из условий эксперимента, в процессе рекомбинации определяющим должен быть второй член в формуле 4.1. Тогда концентрация ННЗ будет $\Delta n_0 = G\tau$, следовательно, в образцах GaAs облученных электронами ($\Phi=10^{16}$ - 10^{17} см^{-3}), при $T_{нач}=300\text{K}$ - $G_1 = 1.2 \times 10^{27} - 2 \times 10^{27} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ и $\Delta n_1 = 1.2 \times 10^{17} - 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а при $T_{нач}=77\text{K}$ - $G_2 = 7 \times 10^{26} - 1.4 \times 10^{27} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ и $\Delta n_2 = 10^{17} - 1.7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Для идентификации дефектов ответственных за относительно низкотемпературную стадию ТО, наблюдаемого на эксперименте в образцах частично отожженных лазерными импульсами, обратимся к литературным данным. При обсуждении возможной природы РД в GaAs обычно полагают, что все электронные ловушки, вводимые облучением при $T=300\text{K}$, стабильны до $T \approx 200^\circ\text{C}$ и отжигаются когда становятся подвижными междоузлия мышьяка [9,107]. Однако в работе [111], исследуя природу электронной ловушки $E3$ методом нестационарной электронной спектроскопии глубоких уровней (НЭСГУ), с характерной энергией активации $E_a \approx 0.33 - 0.38$ эВ и температурой отжига $T \approx 220^\circ\text{C}$, было показано наличие и другой ловушки $E3_\beta$, со значением энергии активации эмиссии 0.37 эВ и температурой отжига $T \approx 140^\circ\text{C}$. Исследования показали, что этот центр хорошо проявляется в низкоомных материалах ($n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$), а в слаболегированном GaAs ($n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$) их доля составляет не более 10%. Авторы также связывают центр $E3_\beta$ с центром гашения люминесценции, наблюдаемым в p -GaAs (стадия отжига, также $T \approx 140^\circ\text{C}$). Можно сделать вывод, что дефекты, проявляющиеся в нашем эксперименте после лазерного воздействия, также связаны с центрами $E3_\beta$, концентрация которых в облученном образце была низка, но лазерное

воздействие приводит не только к отжигу дефектов, но и к их перестройке, в том числе и в дефекты данного типа.

Вышеизложенный эксперимент позволяет сделать выводы: наблюдаемая стадия термического отжига остаточных, после ЛО, дефектов (типа $E3_\beta$) сдвинута к меньшим температурам; ЛО приводящий к частичному отжигу и перестройке точечных РД в GaAs не зависит от начальной температуры образца (77К или 300К) и носит атермический характер;

Экспериментальное по дальнейшему исследованию данного вопроса были проведены на дефектах дивакансионного типа, созданных в GaAs электронным облучением. Исследования [112-114] спектров поглощения GaAs, облученного электронами при температуре $T=77$ или 300К показали наличие в спектрах поглощения облученных образцов полосы оптического поглощения в области 1.0 эВ. В образцах, облученных электронами при $T=77$ К, с увеличением дозы облучения, начиная с $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$, эта полоса перекрывается более широкой полосой поглощения 0.8 эВ. Эти дефекты были идентифицированы, как смешанные дивакансий ($V_{As} + V_{Ga}$) [108,109,115].

Исследовались спектры поглощения образцов GaAs n - или p -типа, легированного теллуром или цинком до концентраций 10^{18} см^{-3} или $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответственно, облученных при $T=77$ или 300К электронами с энергией 3МэВ ($\Phi=10^{18}$ - $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$). На исследуемых образцах проводился лазерный и изохронный термический отжиг. Во избежание нагрева кристаллов во время ЛО они помещались в среду жидкого азота. Температура образцов в процессе лазерного воздействия оставалась ниже комнатной. Для проведения ЛО использовался лазер, работающий в непрерывном режиме ($\lambda=1.06 \text{ мкм}$). Мощность излучения менялась в диапазоне 30-50 Вт. Диаметр светового пятна в плоскости образца был равен 3 мм. Лазерный луч во время отжига перемещался по поверхности образца со скоростью 1 мм/с. Длительность отжига составляла 2-60 мин.

Вместе с облученными электронами образцами лазерному воздействию подвергались и контрольные образцы.

На рис.4.6 показано изменение спектров оптического поглощения GaAs n-типа после электронного облучения при $T=300\text{K}$ и последующего лазерного воздействия. Как видно из рис.4.6, создаваемые облучением в GaAs РД стимулируют возникновение интенсивного поглощения с максимумом в области спектра 1.0 эВ. Лазерное воздействие приводит к еще большему увеличению интенсивности поглощения.

Облучение GaAs электронами при $T=77\text{K}$ вызывает возникновение полосы поглощения с максимумом в области спектра 0.8 эВ (рис. 4.7, 4.8). Термический отжиг образцов до $T=300\text{K}$ приводит как к уменьшению интенсивности поглощения, так и сдвигу его максимума от 0.8 к 1.0 эВ [113]. Однако лазерное воздействие на образцы, облученные электронами при $T=77\text{K}$ и отожженные термически до 300К, приводит к противоположному эффекту по сравнению с предыдущим экспериментом. Наблюдается уменьшение поглощения (рис.4.7).

Следует отметить, что увеличение мощности лазерного излучения от 30 до 50 Вт, т.е. увеличение интенсивности фотонов, падающих на единицу площади образца, при постоянной длительности обработки приводит к увеличению эффекта восстановления спектров поглощения (рис. 4.8). С увеличением длительности лазерного воздействия при постоянной мощности лазерного излучения наблюдается уменьшение $\Delta\alpha$ до некоторых значений, зависящих от мощности излучения. Дальнейшее увеличение длительности лазерного воздействия не дает заметного изменения $\Delta\alpha$.

Следует обратить внимание на тот факт, что при одинаковых дозах облучения, в образцах облученных при $T=77\text{K}$ и отожженных при $T=300\text{K}$, до начала лазерного воздействия, $(\Delta\alpha)$ значительно больше, чем в образцах второй партии, т.е. облученных при $T=300\text{K}$. В результате лазерного

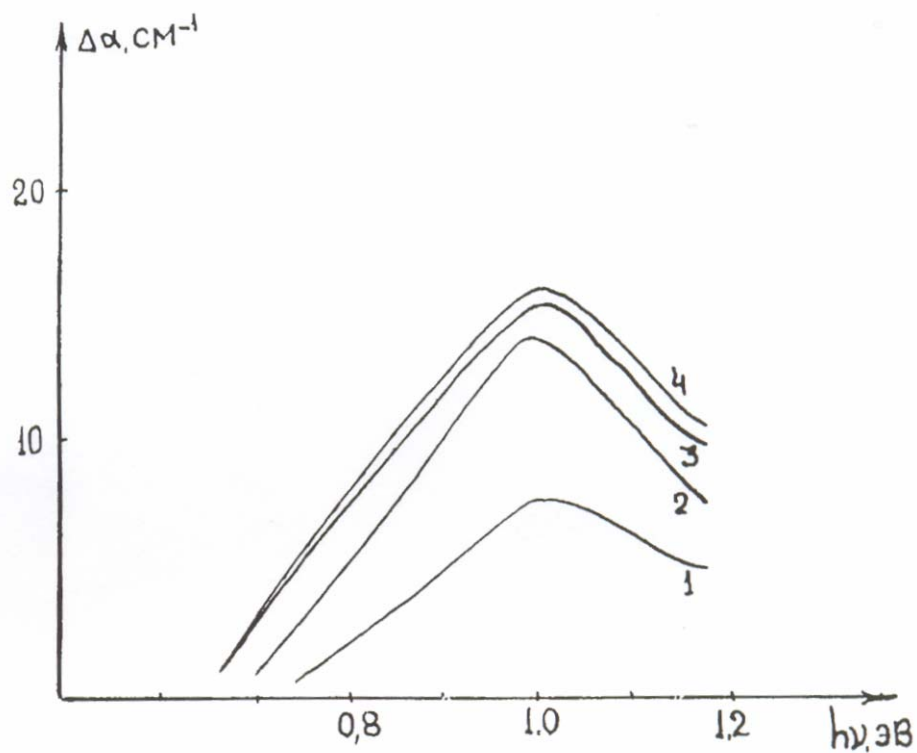


Рис. 4.6. - Изменение спектров поглощения n -GaAs при электронном облучении ($T_{обн}=300\text{К}$) и последующем лазерном ($P=50\text{ Вт}$) отжиге:

1 - до лазерного отжига, 2 - $t=32\text{ мин}$,

3 - $t=50\text{ мин}$, 4 - $t=58\text{ мин}$.

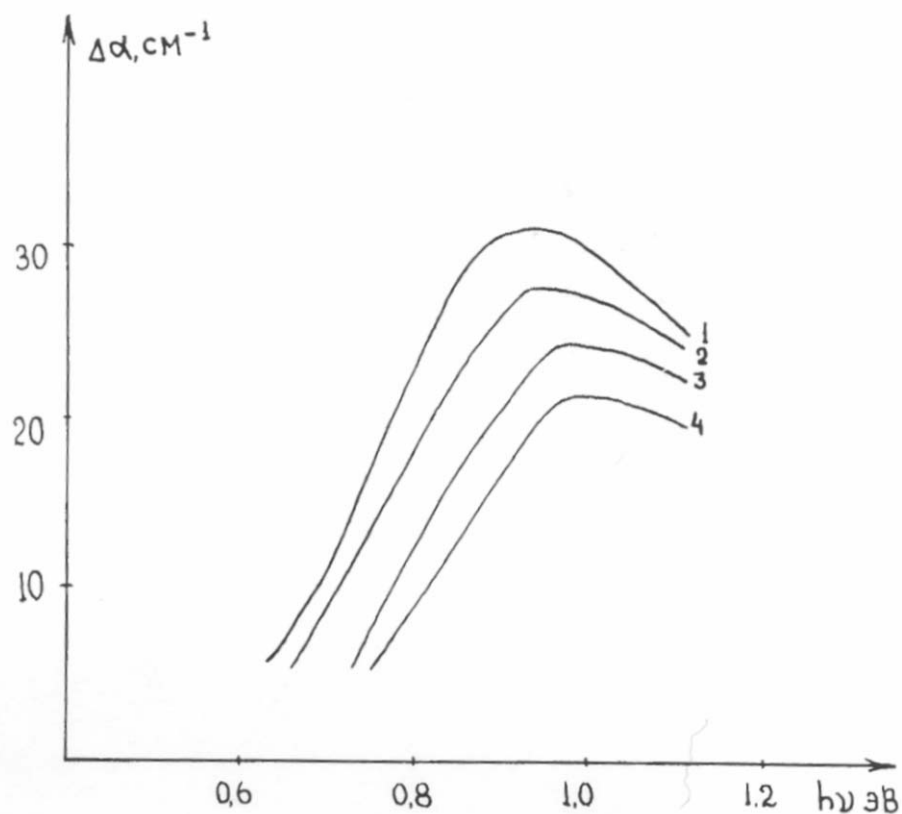


Рис. 4.7. - Изменение спектров поглощения облученного электронами ($\Phi=3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$, $T_{\text{обл}}=77\text{К}$, $T_{\text{отж}}=300\text{К}$) арсенида галлия n -типа (1,3) и p -типа (2,4), в результате лазерной обработки:

1,2-до обработки;

3,4 – после обработки, $P = 50 \text{ Вт}$, $t = 32 \text{ мин}$.

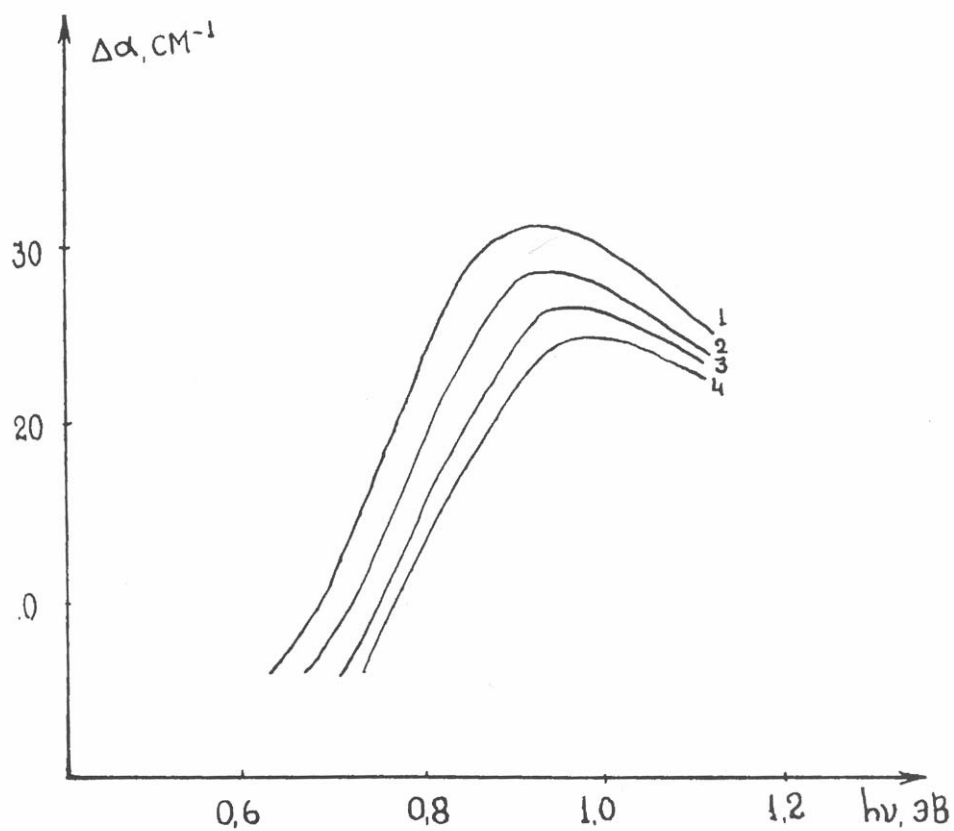


Рис. 4.8. - Изменение спектров поглощения облученного электронами ($\Phi=3 \times 10 \text{ см}^{-2}$) арсенида галлия n -типа, ($T_{\text{обл}}=77\text{К}$, $T_{\text{отж}}=300\text{К}$) в результате лазерной обработки:
 1 - до обработки; 2 - $P = 30 \text{ Вт}$, $t = 6 \text{ мин}$;
 3 - $P = 40 \text{ Вт}$, $t = 24 \text{ мин}$; 4 - $P = 50 \text{ Вт}$, $t = 32 \text{ мин}$.

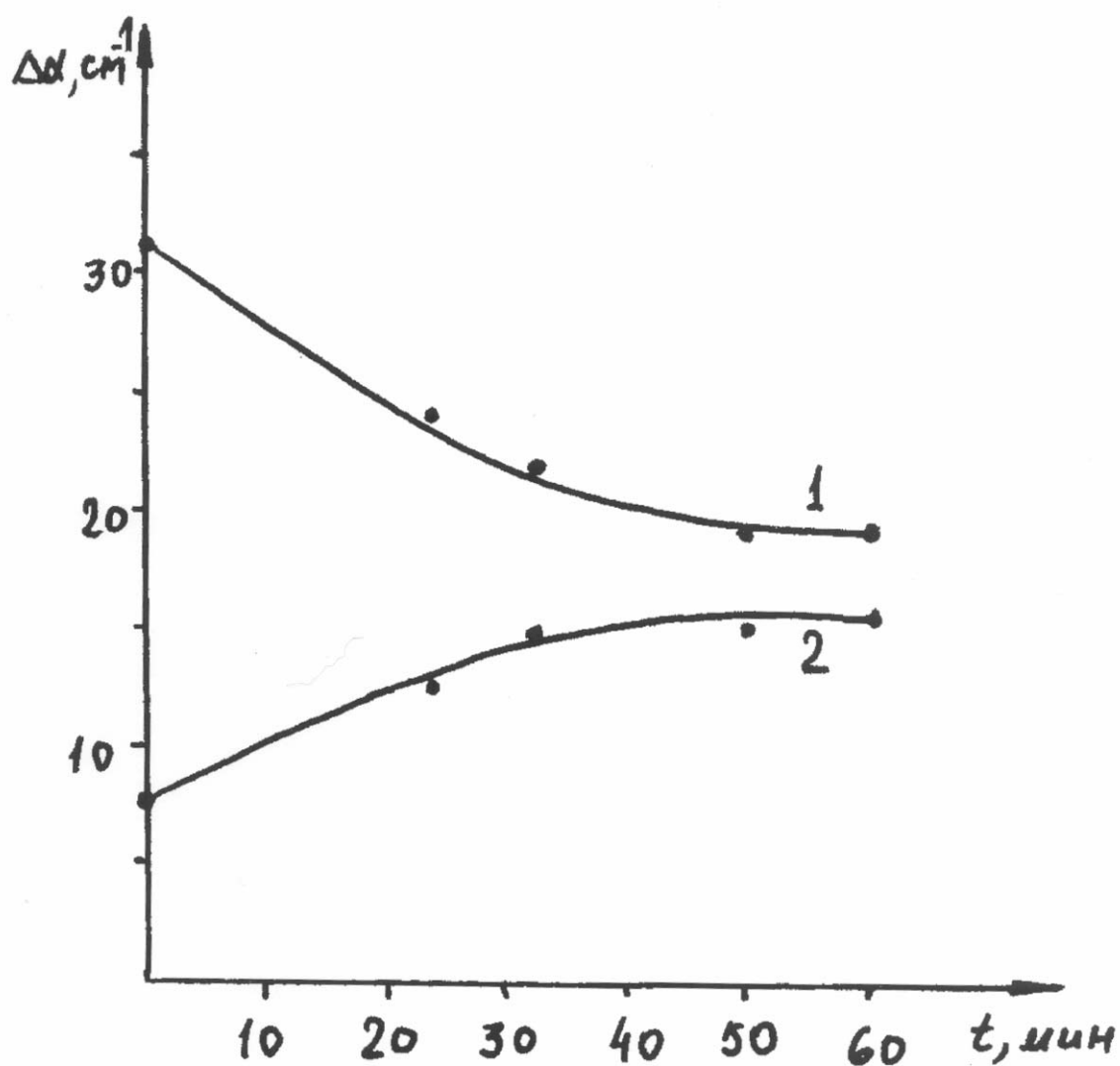


Рис. 4.9. – Изменение коэффициента поглощения ($\Delta\alpha$) в облученном арсениде галлия в результате лазерной обработки:
1 – после облучения при $T_{\text{обн}}=77\text{K}$ и отжига при $T_{\text{отж}}=300\text{K}$;
2 - после облучения при $T_{\text{обн}}=300\text{K}$.

воздействия ($\Delta\alpha$) в обоих случаях стремится к некоторому предельному значению (рис.4.9).

Необходимо отметить, что лазерное воздействие в контрольных образцах не вводит дефекты каким-либо образом влияющие на спектры поглощения.

Поскольку, ЛО двух партий GaAs (облученного при $T=77\text{K}$ и отожженного термически при 300K или облученного при 300K) показывает стремление $\Delta\alpha$ к некоторому одинаковому предельному значению более вероятно, что в обоих случаях отжигается один и тот же дефект (смешанная дивакансия), с двумя различными зарядовыми состояниями, определенными температурой облучения.

Результаты экспериментов показывают возможность селективного отжига и трансформации сложных РД при низких температурах с помощью фотонного воздействия.

1.2. Исследование процессов импульсного фотонного (лампового) отжига в полупроводниках [88,89,116-118].

В предыдущем эксперименте удачным можно считать совпадение длины волны излучения неодимового лазера с полосой поглощения дивакансионного РД в GaAs. Как же быть, если нет таких совпадений? В дальнейшем покажем, что в таких случаях для отжигов удобнее использовать лампы с широкими диапазонами спектрального излучения (см. Гл. III). Даже не зная определенно длину волны резонансного поглощения дефекта, при облучении широкоспектральным световым потоком можно гарантированно ожидать осуществления фотонного воздействия на дефекты.

Рассмотрим данный вопрос на примере полупроводниковых материалов SiC и Si. В последнее время наблюдается заметный интерес к SiC как

широкозонному ($E_g=3$ эВ), тугоплавкому ($T_{пл}=3073$ К) материалу, используемому для изготовления высокотемпературных полупроводниковых приборов и приборов оптоэлектроники. При этом существует определенная сложность изготовления приборов на его основе, обусловленная необходимостью проведения диффузионных технологических процессов при высоких температурах [119]. Использование ионной имплантации как метода легирования в SiC не снимает необходимости высокотемпературной термообработки, в данном случае для отжига РД и активации внедренной примеси ($T > 1600\text{К}$) [119]. Ниже исследуется возможность снижения температур постимплантационного нагрева образцов SiC. Образцы 6H-SiC ($n=2 \times 10^{18}$ см⁻³) имплантировались ионами В⁺ с энергией $E=50$ кэВ. дозой $\Phi=6 \times 10^{15}$ см⁻². Постимплантационный отжиг РД проводился с помощью импульсной фотонной обработки. Источником фотонов служили галогенные лампы с вольфрамовой нитью накала или импульсные ксеноновые лампы с длительностью импульса 10^{-2} с. При отжиге галогенными лампами длительности импульсов позволяли замерять максимальную температуру образцов с помощью термопары хромель-алюмель (толщина 0.1 мм) [120].

Исследования проводились методом измерения спектров оптического пропускания, исходя из того, что в облученных кристаллах изменение оптического пропускания обусловлено в основном поглощением на РД, вводимых ионной имплантацией [45]. Действительно, как видно из эксперимента, после ионной имплантации в образцах SiC значительно уменьшается оптическое пропускание в исследуемой области спектра (см. рис.4.10, кривая 1). Облучение одним импульсом ксенонового излучения (50 Дж/см²) приводит к увеличению пропускания во всем спектральном диапазоне (кривая 2), однако дальнейшее увеличение количества импульсов до 20 заметных изменений не вносит. Другая картина наблюдается при воздействии одним или несколькими импульсами галогенных ламп мощностью 90 Вт/см² и длительностью 10 с, которая не приводит к заметному изменению

спектра пропускания, однако достаточно последующего воздействия одним импульсом ксенонового излучения, чтобы оптическое пропускание увеличилось значительно больше, особенно в коротковолновой области спектра, чем в первом случае (кривая 3).

К таким же результатам может привести воздействие одного импульса галогенных ламп с большей мощностью ($P=300 \text{ Вт/см}^2$, $\tau=10 \text{ с}$), при этом температура образца не превышает 1100 К . Последующие импульсы ксенонового излучения уже ничего не меняют (кривая 4).

Полученные результаты невозможно объяснить только термическим механизмом импульсного фотонного отжига. Как видно из эксперимента, наряду с мощностью немаловажную роль играет спектральный состав излучения, когда использование источников с широким спектром энергии квантов (в отличие от лазеров) может обеспечить возможность селективного воздействия на дефекты с различной энергией активации, вызывая их перестройку или отжиг при более низких температурах.

Исходя из вышеизложенного, можно сделать заключение, что при оптимизации спектрального состава и мощности излучения применение импульсной фотонной обработки для постимплантационного отжига SiC может привести к значительному уменьшению температур обработки.

Установление роли ионизационного фактора в процессах ИФО особенно важно для снижения температур диффузионных технологических процессов электроники. Для исследования процессов отжига постимплантационных РД, использовались образцы монокристаллического $n\text{-Si}$ ($n=10^{16} \text{ см}^{-3}$) имплантированные ионами Ar^+ ($E=150 \text{ кэВ}$, $\Phi=10^{14} \text{ см}^{-2}$). Толщина кристаллов составляла $d=3 \times 10^{-2} \text{ см}$. ИФО проводился ксеноновыми газоразрядными лампами. Длительность импульса составляла 10^{-2} с , плотность энергии падающей на образец – 50 Дж/см^2 . Термически изохронный отжиг проводился в вакууме в течение 15 мин. Оценка степени дефектообразования и отжига проводилась измерением удельного сопротивления. Измерения проводились:

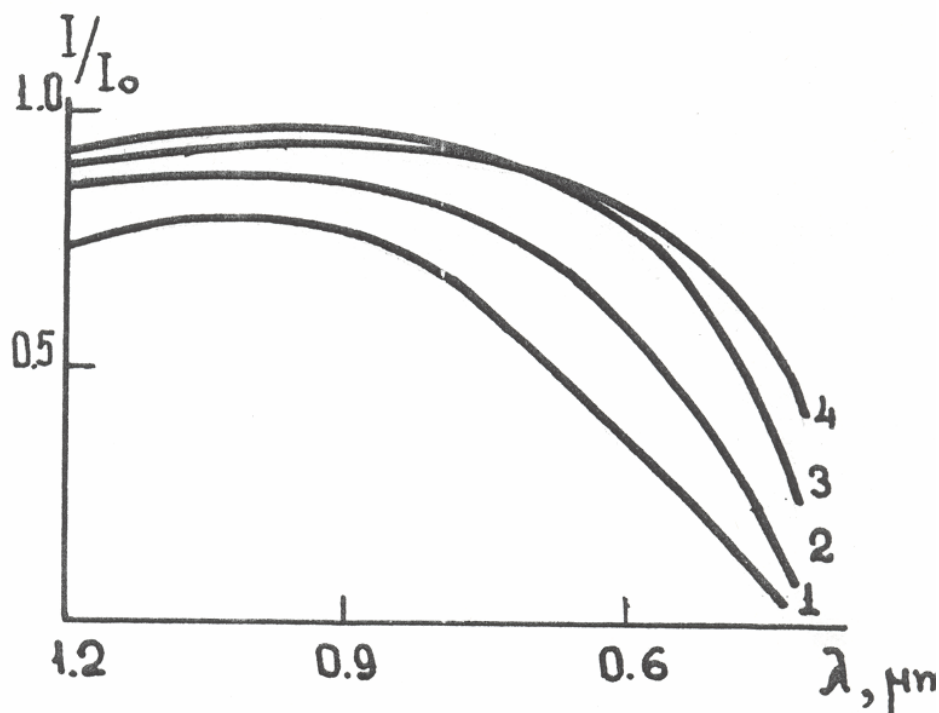


Рис.4.10. - Спектральная зависимость относительного пропускания 6H-SiC имплантированного V^+ ($E=50\text{кэВ}$, $\Phi=6\times 10^{15}\text{см}^{-2}$) и подвергнутого импульсной фотонной обработке:

1-после ионной имплантации,

2-импульсная фотонная обработка ксеноновой лампой

($E=50\text{ Дж/см}^2$, $\tau=10^{-2}\text{с}$),

3-импульсная фотонная обработка галогенными лампами

($P = 90\text{ Вт/см}^2$, $\tau=10\text{ с}$) и ксеноновой лампой ($E= 50\text{Вт/см}^2$, $\tau=10\text{с}$),

4-импульсная фотонная обработка галогенными лампами

($P = 300\text{ Вт/см}^2$, $\tau=10\text{с}$).

до ионной имплантации (ρ_0), после ионной имплантации или после отжига (ρ). Оценивалась величина относительного изменения удельного сопротивления (ρ/ρ_0).

В таблице 4.4 приведены результаты термического отжига. Как видно, на

Таблица 4.4

Температура отжига	ρ/ρ_0
20	3×10^4
150	5×10^4
250	6×10^4
350	8×10^4
450	1.2×10^5
550	4×10^3
650	2×10^3
800	6×10^0

начальном этапе отжига происходит увеличение ρ/ρ_0 , что связано с распадом разупорядоченных областей, созданных тяжелыми ионами, и уменьшением роли связанного с ними протекания в проводимости кристалла [121].

Для определения роли спектрального состава света и исходной температуры кристалла в эффективности ИФО РД были проведены два эксперимента. В первом случае образцы помещались на охлаждаемом водой медном держателе, при этом половина образцов облучались фотонами с имплантированной стороны, а другая половина с тыльной стороны. Освещение фотонами проводилось одним импульсом излучения ксеноновых ламп. В образцах освещенных импульсом фотонов с имплантированной ионами стороны относительное изменение удельного сопротивления (ρ/ρ_0) $\approx 5 \times 10^3$, а в случае освещения с тыльной стороны (ρ/ρ_0) $\approx 1.4 \times 10^4$. Т.е. отжиг оказался более эффективным, при импульсном фотонном воздействии на образцы со стороны имплантации. По термической модели ИФО, в условиях эксперимента образец мог нагреться до 900°C . При таких относительно больших импульсах (10^{-2}с) фотонного воздействия (по сравнению с лазерами) в образцах Si толщиной $d=0.3\text{см}$ разница между максимальными температурами на освещаемой и

тыльной сторонах образца незначительна (меньше 10%) [4,13], и оно не может служить причиной наблюдаемой разницы в значениях (ρ/ρ_0) . Как показывает, оценка концентрация генерированных светом ННЗ при освещений имплантированной поверхности $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а при освещений с тыльной стороны - $\sim 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Однако, поскольку диффузионная длина электрона $L \approx 0.18 \text{ см} < d$, то, в этом случае, эффективность ИФО будет определяться только поглощением на дефектах фотонов с энергией $h\nu < E_g$. Эксперименты показывают, что эффективность ИФО максимальна тогда, когда одновременно происходит как генерация светом ННЗ, так и селективное поглощение на дефектах.

Во втором эксперименте все образцы облучались с имплантированной ионами стороны Si. Половина образцов во время освещения фотонами помещались на охлаждаемом держателе, а другая половина на держателе обеспечивающий нагрев кристаллов до 200°C . При ИФО образцов помещенных на охлаждаемом держателе, как и в предыдущем эксперименте, $(\rho/\rho_0) \approx 5 \times 10^3$. В образцах с $T_{нач} = 200^\circ \text{C}$, после освещения фотонами $(\rho/\rho_0) \approx 2 \times 10^2$, т.е. отжиг, в этом случае, оказался более эффективным, хотя нагрев до 200°C , сам по себе, не приводит к заметному отжигу. Увеличение эффективности отжига в образцах Si с $T_{нач} = 200^\circ \text{C}$, может быть обусловлен следующими факторами:

- ионная имплантация вызывает увеличение коэффициента оптического поглощения (α) в Si, как в области фундаментального поглощения, так и в области хвостов плотности состояний создаваемых РД;
- нахождение материала в термовозбужденном состоянии может способствовать переориентации РД и увеличению эффективности их селективного отжига [44,86].

Термический нагрев образцов до 200°C еще больше увеличивает величину (α) в этой области спектра [4,5], тем самым, увеличивая эффективность поглощения на РД и способствуя их отжигу или перестройке.

Таким образом, можно сделать заключение, что при импульсно-фотонном воздействии в процессах отжига (перестройки РД) и активации

имплантированной примеси значительную роль играют наличие генерированных светом ННЗ и фактор селективного поглощения фотонов на РД.

4.5. Влияние ИФО на внутренние механические напряжения в кристаллах [127-130,148,149].

Серьезной проблемой сопутствующей формированию полупроводниковых структур используемых в электронике, является внутренние напряжения. Они возникают, как при ионной имплантации, так и при выращивании эпитаксиальных пленок, особенно на чужеродных подложках (Si на Al_2O_3 -КНС, Si на GaAs и др.). Действительно, при различных технологических операциях, на пример, при термообработках или под действием облучения частицами высоких энергий, из-за неравномерного распределения точечных дефектов могут возникать скопления дефектов. Частным случаем таких скоплений являются области разупорядочения создающие вокруг себя поля упругих напряжений.

Одним из перспективных направлений развития современной микро- и наноэлектроники является создание приборов и структур “кремний на изоляторе“, к которым относятся и гетероэпитаксиальные пленки КНС. При изготовлений КНС-структур высокая температура осаждения ($\sim 1000^\circ C$) приводит к появлению в слоях Si напряжении сжатия из-за достаточно больших различии коэффициентов линейного расширения Si и сапфира. Этому способствуют так же, дислокаций и структурные дефекты, возникающие в эпитаксиальных пленках Si (особенно в приконтактной области) [122].

В работе [123] было показано, что внутренние механические напряжения оказывают значительное влияние на поверхностное натяжение, на структурное совершенство и равномерное распределение электрофизических характеристик пленок, по пластине.

Разработка методов оценки характера и величин внутренних механических напряжений и их минимизация является одним из первостепенных задач электроники. По этому, были проведены эксперименты по лазерному, ламповому и термическому отжигу КНС-структур с гетероэпитаксиальным слоем n-Si ($d=3\text{мкм}$, $n=7\times 10^{16}\text{см}^{-3}$, $\rho=0.1\text{ Ом.см}$ и $\mu=450\text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$).

Импульсное лазерное воздействие ($\lambda=0.69\text{ мкм}$) осуществлялось миллисекундными ($\tau=5\text{мс}$, $E=50\text{ Дж/см}^2$) или наносекундными ($\tau=20\text{нс}$, $E=1.2\text{Дж/см}^2$) импульсами при комнатной температуре в режиме одиночных импульсов. Облучение проводилось со стороны сапфира. Прозрачная для лазерного излучения сапфировая подложка позволяло непосредственно воздействовать на переходную, дефектную область сапфир-кремний. Исследовались электрофизические параметры гетероэпитаксиального слоя кремния (n , ρ , μ). Проводились также, рентгеноструктурные исследования КНС структур. Измерения проводились до, и после лазерного воздействия.

Миллисекундное лазерное воздействие приводило к небольшому ($\sim 20\%$) увеличению подвижности носителей. Проведенный рентгеноструктурный анализ переходного слоя КНС-структур показал, что лазерное облучение заметно уменьшает блочность структуры, наблюдаемой на исходных образцах. Значительно уменьшается и эффект разориентировки между блоками.

Наносекундный лазерный отжиг приводит к увеличению подвижности в 2 раза и почти к полному исчезновению блочности структуры переходного слоя КНС-структур. Последнее должно быть связано с уменьшением дефектности эпитаксиальной пленки кремния (на пример, с уменьшением плотности ямок травления, плотности дефектов упаковки [124]). Оценка температуры нагрева кристалла по термической модели ЛО показала, что в условиях эксперимента при миллисекундном ЛО, она может достигать 1000°C , а при наносекундном ЛО - 1200°C . Тогда как, термический отжиг при $T=1200^{\circ}\text{C}$, в течение 30 минут в вакууме, не приводит к заметному изменению электрофизических и

структурных свойств КНС-структур. При этом была оценена концентрация ННЗ составляющая при миллисекундном ЛО - $\sim 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и при наносекундном ЛО - $\sim 6.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

На аналогичных КНС-структурах были проведены исследования по ламповому отжигу. Отжиг проводился на установке УИФО-2 (см. 3.2.). Дополнительно к электрофизическим и структурным, проводились исследования и спектров оптического пропускания. Облучение фотонами осуществлялось со стороны Si или со стороны Al_2O_3 . Оценивалось относительное изменение интенсивности оптического пропускания

$\frac{I - I_0}{I_0} 100\%$, где I_0 - интенсивность пропускания исходного образца, а I -

интенсивность пропускания образца после ИФО. Определялся оптимальный режим импульсной фотонной обработки (ИФО), при котором достигались наилучшие результаты. Это - мощность излучения 100 Вт/см^2 и длительность импульса 5 с. При этом достигалось эффективное увеличение подвижности (2 раза) и уменьшение дефектности структуры, как наблюдалось при наносекундном ЛО. Измерение интенсивности пропускания света в

исследуемой области спектра после ИФО, показало увеличение $\frac{I - I_0}{I_0} 100\%$ на

$\sim 20\%$, что не достигается термическим отжигом в вакууме при $T=1000^\circ\text{C}$ в течение 30 мин. При ИФО температура образцов не превышала 300°C . По оценкам концентрация генерированных светом ННЗ была $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При этом не имело значение, с какой стороны облучались исследуемые структуры, что вполне понятно, т.к. толщина эпитаксиальной пленки ($3 \times 10^{-4} \text{ см}$) было гораздо меньше диффузионной длины электрона ($\sim 0.11 \text{ см}$).

Измерялись, также, спектры оптического поглощения исследуемых образцов. На рис.4.11. показан спектр края поглощения КНС структуры (кривая 1) и монокристаллического Si (кривая 3). Как видно из рисунка, спектр края поглощения КНС структуры смещена в сторону меньших энергий, по

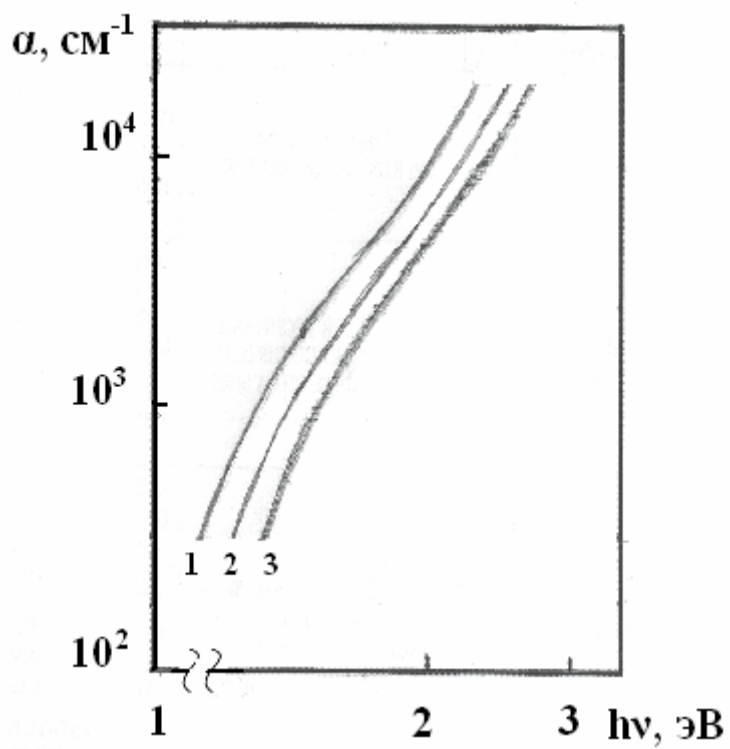


Рис. 4.11. Влияние ИФО на спектры поглощения КНС структур:
1 – до облучения; 2- после облучения;
3 – монокристаллического Si.

сравнению со спектром монокристаллического Si. ИФО, одновременно с увеличением пропускания приводит к сдвигу спектра поглощения в сторону больших энергий. Как уже говорилось выше, в пленках Si при эпитаксиальном росте появляются напряжения сжатия. Известно также [125], что с давлением ширина запрещенной зоны уменьшается (в отличие от Ge и GaAs) $dE_g/dp = -2.4 \times 10^{-6}$ эВ/кг.см² = -2.5×10^{-11} эВ/Па. Снятие этих напряжений должен привести к увеличению ширины запрещенной зоны и сдвигу края поглощения именно, сторону больших энергии, что и наблюдается на эксперименте. Величина сдвига края поглощения в эксперименте составила 0.014 эВ.

Исходя из этого, можно оценить величину деформационных напряжений, снимаемых фотонным облучением, которая составляет $\sim 5 \times 10^8$ Па. Зная спектр поглощения монокристаллического Si можно оценить, насколько уменьшает фотонное облучение напряжения в эпитаксиальных пленках КНС-структур. Оценка показывает, что в условиях эксперимента уменьшение величины механических напряжений составляет 90% от исходного значения. Так как одновременно наблюдается увеличение величины подвижности (сильно зависящей от дефектности кристалла) и улучшение структурных свойств эпитаксиальной пленки Si, можно предположить, что фотонное воздействие приводит к значительному отжигу или перестройке дефектов кристалла. Как видно из результатов экспериментов:

1. в случае ИФО, эффект такой же, как при наносекундном ЛО, и лучше, чем при миллисекундном;
2. при ИФО, предполагаемая температура нагрева и концентрация генерированного светом ННЗ меньше, чем при ЛО;
3. последнее, видимо компенсируется возможностью селективного воздействия на РД при ИФО;
4. эффект ЛО и ИФО не связан с нагревом кристалла и зависит, как от степени ионизации, так и от спектрального состава облучения.

Чтобы определить какого типа дефекты (точечные, крупные скопления) ответственны за механические напряжения в кристаллах были проведены исследования влияния РД создаваемых облучением электронами (точечные РД) или быстрыми нейтронами (разупорядоченные области) на спектры оптического поглощения эпитаксиальных пленок GaAs.. Выбор материала был обусловлен несколькими факторами:

- GaAs Материал широко используемый в электронике;
- GaAs является прямозонным полупроводником, в котором четко наблюдается пик экситонного поглощения, являющийся чувствительным к деформационным напряжениям [85].

Выводы, сделанные при исследованиях экситонного поглощения можно распространить на край поглощения при отсутствии экситона, т.к. экситонное взаимодействие формирует край поглощения на несколько десятков экситонных ридбергов в глубь зоны проводимости [126].

Были исследованы спектры экситонного поглощения GaAs *n*-типа ($n=10^{14}\text{см}^{-3}$), облученного интегральными потоками быстрых нейтронов $\Phi=10^{15}\div 10^{18}\text{см}^{-2}$ или электронов $E=3\text{МэВ}$, $\Phi=10^{15}\div 10^{18}\text{см}^{-2}$. Температура облучения в обоих случаях составляла - $T\leq 60^\circ\text{C}$. Виды радиационного воздействия были выбраны исходя из соображений, что при нейтронном облучении создаются крупные разупорядоченные области, кластеры, а при электронном облучении точечные РД хаотически распределенные по кристаллу, по разному влияющие на свойства эпитаксиальных пленок полупроводникового материала. Образцы представляли собой плоско-параллельные пластины, толщина которых с помощью механической шлифовки и химического травления была доведена до $4\div 5\text{мкм}$. Методика приготовления образцов [131,132] обеспечивала отсутствие остаточных механических напряжений в кристалле. При измерениях образец находился в „свободном” состоянии, исключая возникновение механических напряжений за счет крепления [131,132], Спектры оптического поглощения

снимались при $T=77\text{K}$ до и после облучения нейтронами и на разных стадиях изохронного термического отжига. Отжиги проводились в вакууме, время отжига 30 мин.

На рис. 4.12 и 4.13 представлены спектры оптического поглощения образцов до облучения, после облучения интегральными потоками $\Phi=10^{16}\text{см}^{-2}$ и $\Phi=10^{17}\text{см}^{-2}$ и на разных стадиях отжига. Из рисунков видно, что до облучения на спектре оптического поглощения четко вырисовывается экситонная структура. Облучение нейтронами вызывает уменьшение поглощения в экситонной области спектра с одновременным уширением и смещением экситонного пика в сторону больших энергий. С отжигом происходит увеличение коэффициента поглощения в этой области спектра с одновременным смещением максимума экситонного пика в сторону исходного положения.

В случае облучения дозой $\Phi=10^{16}\text{см}^{-2}$ отжиг при $T = 600^\circ\text{C}$ приводит к полному восстановлению спектров экситонного поглощения (рис. 4.12), тогда как при более высоких дозах облучения эта температура недостаточна для полного отжига (рис. 4.13).

Наблюдаемое на спектре уширение и уменьшение экситонного пика, вплоть до его полного исчезновения, может быть вызвано наличием в образцах или свободных носителях тока экранирующих кулоновское взаимодействие электронно-дырочных пар или же локальных флуктуационных электрических полей, разрушающих экситонные состояния. Такие поля могут создаваться локализованными зарядами ионизированных примесных центров [133,134] или заряженных РД [9,127,135].

Так как исходные образцы слабо легированы, а нейтронным облучением создаются дефекты, приводящие к компенсации [9], то естественно предположить, что причиной изменения экситонной структуры края поглощения являются электрические поля, созданные флуктуационными

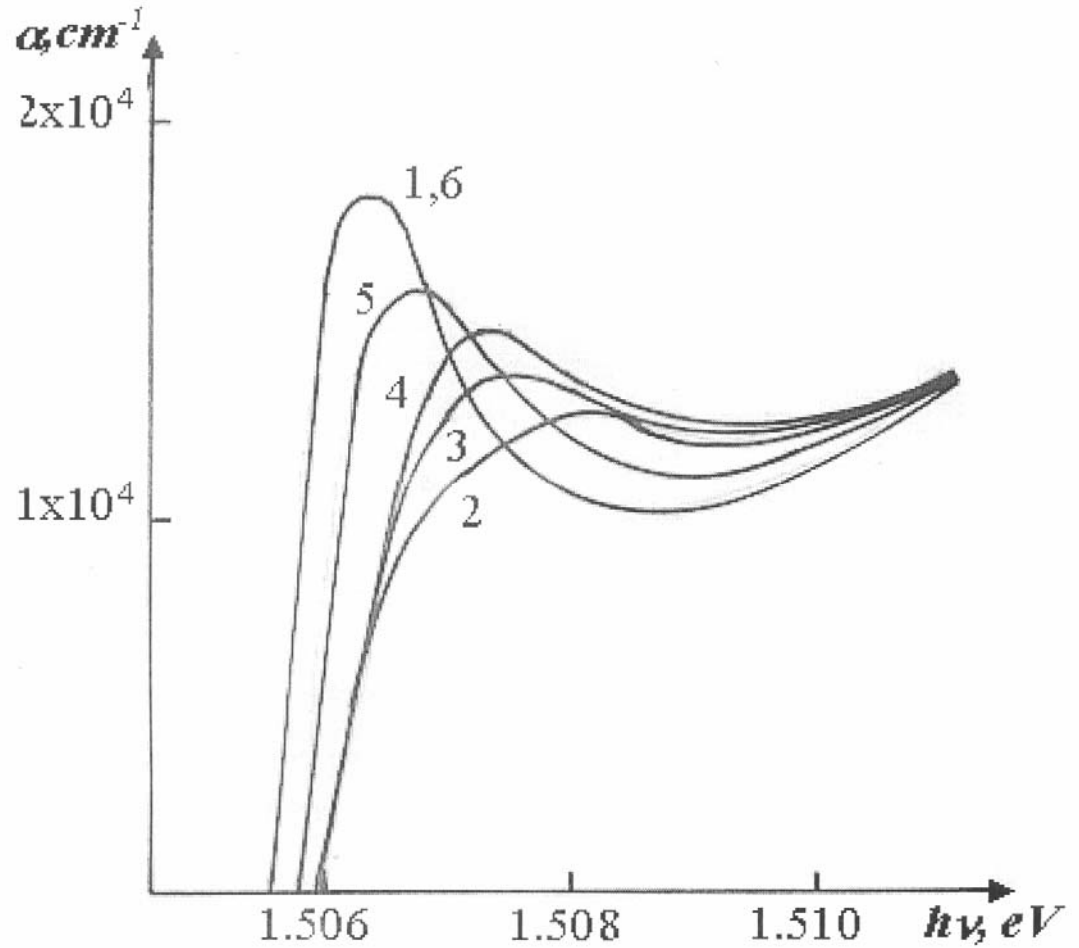


Рис. 4.12. Спектральная зависимость коэффициента экситонного поглощения в $n\text{-GaAs}$: 1 - до облучения; 2 - после облучения быстрыми нейтронами $\Phi=10^{16} \text{ см}^{-2}$; и после термических отжигов при $T, ^\circ\text{C}$): 3 - 200; 4 - 300; 5 - 500; 6 - 600.

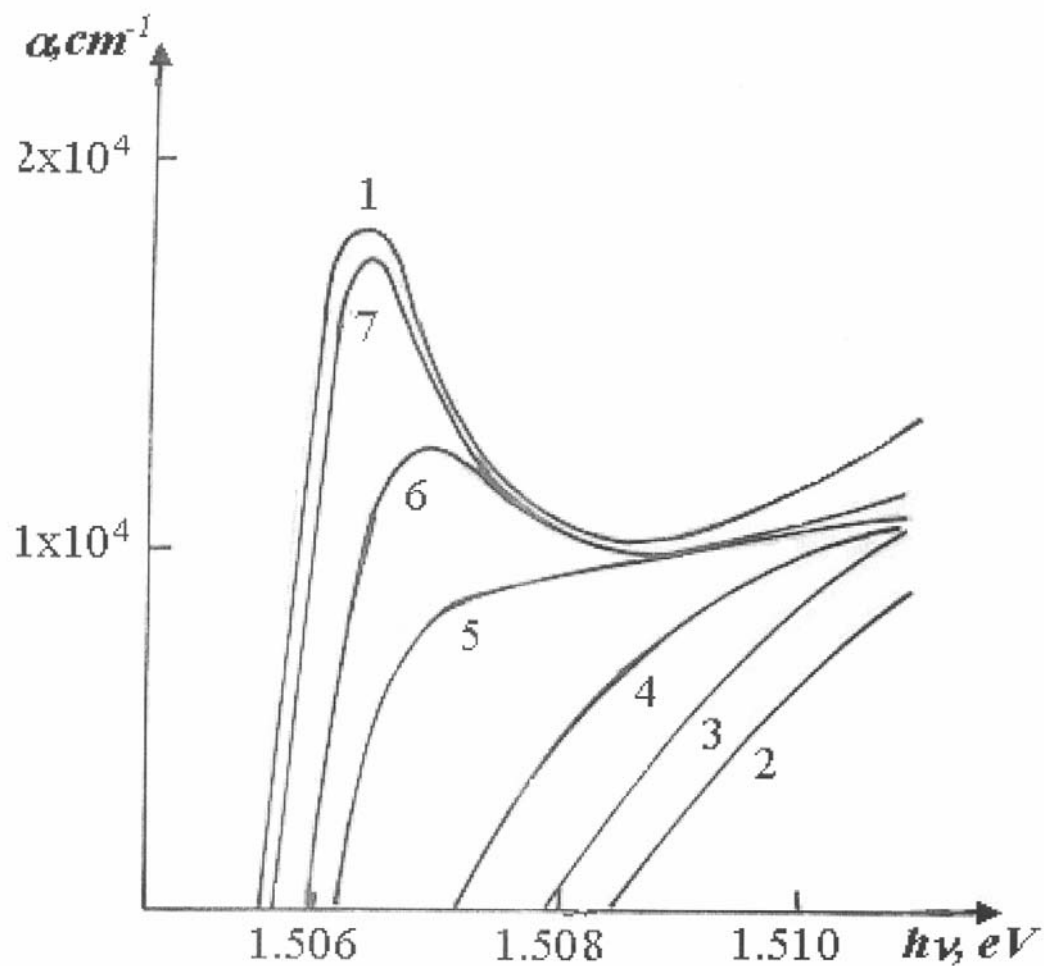


Рис. 4.13. Спектральная зависимость коэффициента экситонного поглощения в n -GaAs: 1 - до облучения; 2 - после облучения быстрыми нейтронами $\Phi=10^{17}$ см $^{-2}$; и после термических отжигов при (T° C): 3-250; 4 - 350; 5 - 450; 6 - 500; 7 - 600.

скоплениями заряженных точечных РД и разупорядоченных областей (РО). Значение напряженности разрушающих полей $E \sim 3$ кВ/см [127,134,135].

Как видно из результатов эксперимента, разрушающие экситонное состояние электрические поля в облученном GaAs создаются радиационными дефектами уже при дозе $\Phi = 10^{16}$ см⁻².

Наблюдаемый на эксперименте сдвиг экситонного максимума может быть обусловлен изменением как ширины запрещенной зоны ΔE_g , так и энергии связи экситона ΔE_{ex} . Как известно, экситонный пик поглощения в GaAs соответствует прямому разрешенному „тяжелому“ экситону Ванье-Мотта [136]. Энергия связи экситона $E_{ex} = \mu e^4 / 2\hbar^2 \varepsilon^2$, ($\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$), где ε - диэлектрическая постоянная кристалла, m_e и m_h - эффективные массы электрона и дырки. Для GaAs $\varepsilon = 13.1$, $m_e = 0.066m_0$ - эффективная масса электрона в центральной долине зоне проводимости, $m_h = 0.52m_0$ - эффективная масса тяжелой дырки, m_0 - масса свободного электрона. Ясно, что изменение E_{ex} может быть обусловлено изменениями ε и μ , а также штарковским смещением экситонного уровня во флуктуационном электрическом поле РД.

Относительно штарковского смещения можно привести следующие качественные соображения: основному уровню экситона в GaAs соответствует S - состояние относительного движения электрона и дырки. Следовательно, должен иметь место квадратичный эффект Штарка, приводящий к смещению экситонного уровня в сторону меньших энергий. Поскольку на эксперименте наблюдается смещение пика поглощения в сторону больших энергий, можно считать, что эффект штарковского смещения не существует.

Более важным фактором должно быть влияние остаточных деформационных полей внутренних напряжений, возникающих в GaAs в результате нейтронного облучения. Известно [137], что центральная

наинизшая долина зоны проводимости ($k = \langle 000 \rangle$) и боковая долина на оси ($k = \langle 100 \rangle$), расположенная по энергии на 0.34 эВ выше, имеют различные коэффициенты давления: $(dE_g/dP)_{\langle 000 \rangle} = 11.3 \times 10^{-11}$ эВ/Па, $(dE_H/dP)_{\langle 100 \rangle} = -8.7 \times 10^{-11}$ эВ/Па. При увеличении давления эти долины приближаются друг к другу, а дальше меняется тип наинизшей долины. Поскольку эффективная масса электрона боковой долины $m_{e\langle 100 \rangle} = 1.2 m_0 \gg m_{e\langle 000 \rangle} = 0.066 m_0$ [138], то изменение типа наинизшей долины приведет к изменению энергии связи экситона из-за изменения μ . Используя вышеприведенные параметры, легко оценить критическое значение напряжения σ_c , при котором должно происходить изменение типа долины, соответствующее изменение энергии связи экситона ΔE_{ex} , а также изменение ширины запрещенной зоны ΔE_{gc} . Они соответственно равны $\sigma_c = 1.7 \times 10^9$ Па, $\Delta E_{ex} = 20$ мэВ, $\Delta E_{gc} = 0.192$ эВ. Учитывая, что экспериментальное значение смещения экситонного пика ~ 1 мэВ, можно заключить, что остаточные деформационные поля гораздо меньше критического значения. При таких относительно небольших деформациях можно пренебречь изменением энергии связи экситона за счет изменения ϵ и μ , т.е. считать, что экситонный уровень движется вместе с краем зоны. Таким образом, ответственным за смещением экситонного пика поглощения должно являться изменение ширины запрещенной зоны за счет деформаций. Согласно экспериментальным данным, максимальное значение смещения экситонного пика поглощения $\Delta E = 1$ мэВ. Соответствующее этому сдвигу значение внутренних напряжений поля деформации $\sigma_{max} \approx 10^7$ Па. Надо отметить, что σ_{max} действительно гораздо меньше критического значения σ_c . Наблюдаемый на эксперименте сдвиг экситонного максимума в коротковолновую сторону дает возможность предположить, что при нейтронном облучении в GaAs возникают деформации сжатия [132]. Это предположение подтверждается проведенными нами измерениями микротвердости образцов GaAs облученного быстрыми нейтронами. Оказалось, что с увеличением интегрального потока нейтронов увеличивается

микротвердость кристалла, что также свидетельствует о возникновении внутрикристаллической деформации аналогичной сжатию.

Что касается электронного облучения, как видно из рис. 4.14 и 4.15, начиная с интегральных потоков электронов $\Phi=10^{16}\text{см}^{-2}$, экситонный пик заметно уменьшается, а при $\Phi=10^{17}\text{см}^{-2}$ он полностью размывается. Дальнейшее увеличение интегрального потока облучающих электронов продолжает существенно менять форму края поглощения вплоть до $\Phi=10^{18}\text{см}^{-2}$, когда коэффициент поглощения α образцов достаточно хорошо описывается зависимостью вида $\alpha \sim (h\nu - E_g)^{1/2}$. Такая частотная зависимость коэффициента поглощения света соответствует разрешенным прямым межзонным переходам без учета кулоновского взаимодействия электрона и дырки, которые образуются при поглощении фотона, т.е. без учета связанных и ионизированных экситонных состояний [137]. Этот экспериментальный факт указывает на то, что в результате увеличения доз облучения электронов в кристалле происходит разрушение экситонных состояний. Причиной могут быть флуктуационные электрические поля, которые создаются хаотически распределенными компенсирующими РД, возникающими в результате облучения.

Известно [9,137,139,140], что наличие в полупроводниковых кристаллах локальных флуктуационных электрических полей может привести к разрушению экситонного состояния, проявляющегося на спектрах поглощения в виде уширения и уменьшения экситонного пика вплоть до полного исчезновения. Эти поля могут создаваться локализованными зарядами ионизированных примесных центров, которые создаются в полупроводниках при их компенсации [133,134,137,140].

Так как исходные образцы слабо легированы, а электронным облучением, создаются дефекты, приводящие к компенсации [9], то единственной причиной изменения экситонной структуры края прямого

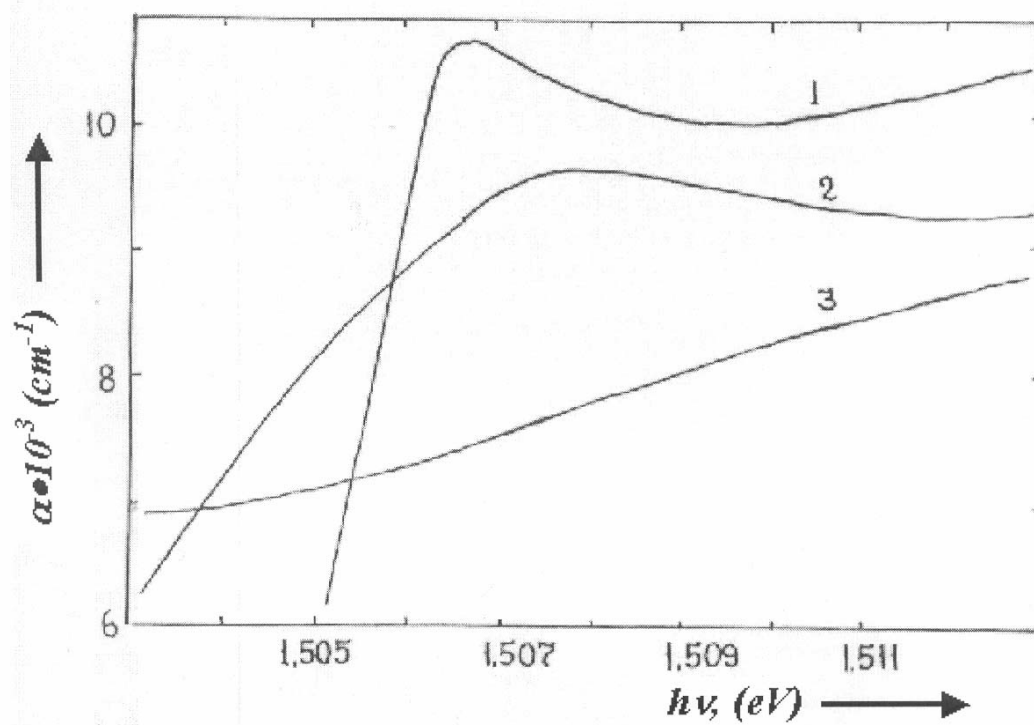


Рис. 4.14. Спектры экситонного поглощения при различных интегральных потоках облучения Φ , см^{-2} : 1 - 0; 2 - 10^{17} ; 3 - 10^{18} .

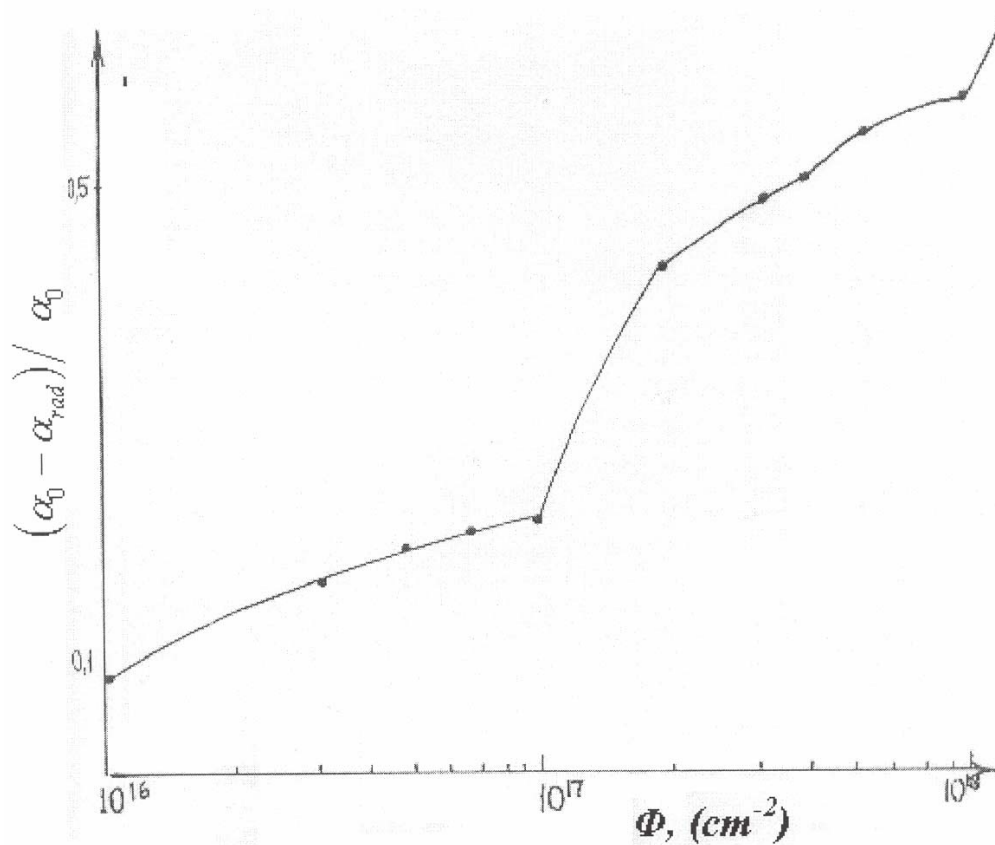


Рис. 4.15. Зависимость изменения интенсивности поглощения в экситонном пике ($h\nu = 1.5057$ эВ) от интегрального потока облучения.

поглощения, могут являться лишь электрические поля созданные флуктуационными скоплениями РД.

Поскольку в облученном ускоренными электронами GaAs сдвиг пика экситонного поглощения не наблюдается [127,135], естественно предположить, что наличие значительных остаточных деформационных полей связано с характерными для нейтронного облучения разупорядоченными областями. Эти деформационные поля заметны уже при дозах ($\Phi=10^{16}$ см⁻²), когда еще не происходит перекрытия РО [141].

Таким образом, получили:

1. не точечные РД, разбросанные хаотически по кристаллу, а в основном, крупные скопления дефектов ответственны за механические напряжения, наблюдаемые в полупроводниковых пленках;
2. разрушение и отжиг скоплений РД с помощью ЛО или ИФО приводит к значительному снижению или полному удалению механических напряжений в эпитаксиальных пленках

4.6. Плавление полупроводников при импульсном лазерном воздействии [104,151-154].

В случае лампового или лазерного ($h\nu < E_g$) отжига отсутствие высоких температур нагрева и степени ионизаций компенсировалось относительно большой длительностью воздействия и возможностью селективно воздействовать непосредственно на РД, способствуя тем самым их перестройке или полному отжигу. При ЛО с $h\nu > E_g$ такая возможность мало вероятна и здесь следует рассматривать, в основном, термические или ионизационные факторы. (Хотя фактор импульсного давления тоже будет обсуждаться в дальнейшем).

Основываясь на результаты изложенных экспериментов, а также на данных приведенных в ГЛАВЕ 1, можно сделать выводы, что ЛО аморфизированного полупроводника происходит гораздо более эффективно, чем облученных относительно меньшими дозами (до порога аморфизации) или отжиг точечных дефектов, например в Si. Еще сложнее ситуация в случае GaAs, где полный отжиг РД оказался практически неосуществимым.

Что должно определять процесс ЛО в полупроводниках?

Рассмотрим физику процессов устранения радиационных нарушений при ЛО, а точнее отжиг точечных дефектов [5]. Прежде всего, твердофазный режим ЛО весьма отчетливо подтвердил вероятностный характер отжига точечных дефектов, т.е. тот факт, что для отжига заданного количества дефектов при сокращении длительности отжига непременно требуется повышение температуры и наоборот. Это положение легко понять, если вспомнить, как происходит термический отжиг точечных дефектов и их комплексов. Согласно установившимся на сегодня взглядам [142], это возможно тремя путями:

- а) путем распада дефекта на компоненты и последующей аннигиляции или диффузии их к стокам;
- б) путем диффузии дефекта, как единого целого, на стоки (поверхность, границы зерен, дислокации и др.);
- в) путем подхода подвижных компонентов (например, собственных атомов, атомов примеси, вакансий), взаимодействия их с последующей перестройкой и образованием нового дефекта.

Таким образом, отжиг точечных дефектов управляется в большинстве случаев диффузионными процессами, т.е. определяется температурой и временем.

Например, для отжига в Si А-центров, типа комплексов (V-O) и Е-центров (V-P), при $T=1000^{\circ}\text{C}$ нужно время 0.5 и 10 мс, а при $T=T_{nl} - 2$ и 50 мкс, соответственно. Следовательно, при использовании наносекундного режима

ЛО для устранения этих дефектов обязательно требуется плавление дефектного слоя, где точечные дефекты отжигаются практически мгновенно [143-145].

Рассмотрим как согласуются результаты известных из литературы экспериментов по ЛО в Si с вышеприведенными положениями. В работах [31,32,33,38] исследовались процессы ЛО в Si имплантированного малыми дозами ионов или облученного электронами. Отжиги осуществлялись лазером ($\lambda=0.69$ мкм) работающем в миллисекундном или наносекундном режиме излучения. Было показано, что:

1. В случае имплантированного малыми дозами Si, Эффективен как ЛО ($\tau=8$ мс, $E=35-70$ Дж/см²), так и ТО. При этом, если говорить на языке модели ЛО как способа термического нагрева кристалла, то расчетные температуры, достигаемые в режимах ЛО, оказываются больше, чем при реальном ТО. Нами была проведена оценка генерированных светом ННЗ - $n \approx 10^{19}$ см⁻³. Так как, в данном эксперименте эффективность отжига определялась не только активацией примеси, но и отжигом РД, сравним эти данные с экспериментом [32] по ЛО ($\tau=0.7$ мс) РД, созданных электронами в Si ($E=3.5$ МэВ, $\Phi=5 \times 10^{16}$ см⁻²). Здесь также, если исходить из термической модели ЛО, то получается, что температуры, достигаемые при ЛО больше, чем нужно для реального ТО. Однако, значительно ниже, чем теоретические расчетные температуры, которые необходимо достичь при коротких (0.7 мс) длительностях нагрева. Оцененная концентрация ННЗ при ЛО, оказалась такой же величиной, как в предыдущем эксперименте. Результаты этих экспериментов наглядно показывают, что даже если будем исходить из термической модели ЛО, то все равно ясно видна роль ионизаций, как фактора, ускоряющего процессы отжига.
2. В случае наносекундного (30 нс) ЛО имплантированного малыми дозами Si [33], было показано, что РД не отжигались даже при энергиях ЛО

$E=1.5\text{Дж/см}^2$, когда глубина расплавленного Si должна была составить ~ 0.9 мкм (по термической модели ЛО). Для объяснения, авторам пришлось прибегнуть к такому маловероятному заключению, как допустить возможность сохранения в расплаве твердой фазы, содержащего РД. Чтобы все таки понять причину, почему не отжигаются РД при столь больших энергиях ЛО, были проведены эксперименты [38], по ЛО РД созданных в Si электронным облучением ($E=3.5$ МэВ, $\Phi=3\times 10^{16}\text{см}^{-2}$). Наблюдая за процессом ЛО (в зависимости от энергии) таких точечных РД, как А- и Е-центры, V_2 , уровень $E_c-0.3$ эВ, было показано, что, хотя при энергиях $E<2.5\text{Дж/см}^2$ происходит частичный отжиг и перестройка РД, их полный отжиг наблюдается только при $E=2.5\text{Дж/см}^2$. Рассмотрим процесс с точки зрения термической модели ЛО. Расчеты показывают, что плавление должно достичь при $E=0.9\text{Дж/см}^2$, и соответственно должны отжигаться все дефекты [5]. Чтобы не выходить из рамки термической модели ЛО, авторы [38] делают допущение, что при длительности $10^{-7}\div 10^{-8}\text{с}$ кристалл не плавится и переходит в перегретое состояние. Если принять такое допущение, то для отжига Е-центра нужна температура $T\geq 2000^\circ\text{C}$, а для отжига А-центра - $T\geq 3700^\circ\text{C}$ (!), в то время, как полное плавление должно наступить при $T=T_{пл}+Q/C=3400^\circ\text{C}$, где Q – теплота плавления, C – теплоемкость, $T_{пл}=1420^\circ\text{C}$. Такую близость в расчетных температурах плавления перегретого Si (3400°C) и температуры отжига А-Центра (3700°C), авторы считают вполне допустимой. Необходимо, тут же обратить внимание, что длительность лазерного импульса составлял не 10^{-7}с , а $3\times 10^{-8}\text{с}$. Учет этой разницы еще больше увеличил бы температуру отжига А-центра, и соответственно, разницу с расчетными данными по модели “перегретого” состояния. Оценим концентрацию ННЗ для энергии лазерного импульса $E=2.5\text{Дж/см}^2$, которая составляет $n\approx 10^{19}\text{см}^{-3}$.

Из вышеизложенных экспериментов возникает ряд вопросов.

Бесспорным является тот факт, что для отжига РД, при коротких импульсах ЛО, необходимо осуществление плавления кристалла. Означает ли, тот факт, что в ряде случаев (на пример в GaAs) не удастся осуществить полный отжиг РД лазерным воздействием, - не создаются условия для плавления кристалла при ЛО?

В работе [146] было показано, что в *n*-GaAs ($n=3 \times 10^{15} \div 4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) облучение рубиновым лазером ($\tau=30$ нс, $E=0.64$ Дж/см²) приводит к отжигу А-центров ($E_c-0.83\text{эВ}$) присутствовавших исходно в концентрации $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Появление новых уровней обнаружено не было. Тогда почему же точечные дефекты кристалла, возникающие при росте в GaAs, отжигаются эффективно, а РД - нет? Ведь точечные РД легко отжигаются термически при нагреве до 200⁰С в течение 15 мин, а структурные дефекты практически невозможно отжечь термически. Что касается нагрева кристалла, то в условиях ЛО по термической модели отжига достигаются температуры плавления, а в этих условиях все дефекты должны отжигаться полностью. Естественно, возникает вопрос – имеет ли место плавление кристалла в условиях эксперимента? Если это так, то какие условия (температура нагрева, степень ионизации или другие факторы) являются определяющими для осуществления плавления?

В работах [48,77-80] предложена методика, где заплавление поверхностного микрорельефа при ЛО интерпретировано как прямое доказательство плавления. Эта методика успешно использована в работе [83] для определения порога лазерного плавления для InSb. Рассмотрим более подробно ее суть, так как, в экспериментах изложенных в данной главе она будет использована для понимания механизма лазерного плавления в полупроводниках содержащих РД.

Эксперимент заключается в следующем [77]. На поверхности монокристаллического GaAs с помощью травления поверхности полупроводника через фоторезистивную маску была создана регулярная,

гофрированная поверхность с периодом ~ 2 мкм и с высотой рельефа ~ 1 мкм (Рис. 4.16). После удаления фоторезиста образцы облучались импульсами лазера ($\lambda=0.69$ мкм, $\tau=400$ нс, $W=10^4$ Вт/см²). После лазерного воздействия наблюдалось заплывание гофрированной поверхности (Фото. 4.17), т.е. полное исчезновение исходной гофрировки. То, что деформация исходной решетки произошла вследствие затекания, а не разрушения или испарения зубцов, гарантируется двумя обстоятельствами. Во-первых, интенсивность лазерного импульса была значительно ниже порога разрушения материала GaAs. Во-вторых, как видно на фото 4.17, количество материала до и после искажения решетки сохраняется - уровень плоских участков проходит как раз по средней линии зубцов гофрировки. Таким образом, приведенные результаты наглядно демонстрируют заплывание гофрированной поверхности полупроводника, что однозначно свидетельствует о текучести приповерхностного слоя при импульсном лазерном воздействии. Существенным является тот факт, что картины заплывания оказались идентичными для импульсов с длительностями 400 нс и 50 пс.

Аналогичные эксперименты были выполнены, так же и при воздействии пикосекундными импульсами лазера ($\lambda=0.53$ мкм, $\tau=60$ пс), как на GaAs, так и на Si. И в этих экспериментах наблюдалось затекание рельефа. Это указывает, очевидно, на идентичность ЛО в независимости от длительности импульса.

Авторы, приводя оценку концентрации генерированной светом электронно-дырочной плазмы $\sim 10^{18}$ см⁻³, считают ее низкой для осуществления отжига, по механизму “холодного плазменного отжига” (в то время другие атермические модели ЛО еще не были опубликованы), и поэтому, склоняются к тепловому механизму отжига. В работе не приводятся оценки температуры нагрева кристалла, однако сделанная нами такая оценка показала, что в миллисекундном режиме отжига температура кристалла

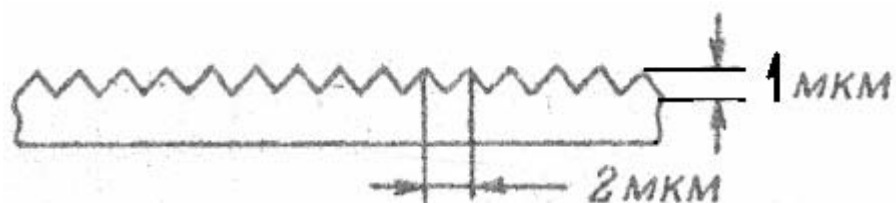


Рис.4.16. Гофрированная поверхность монокристаллического GaAs.

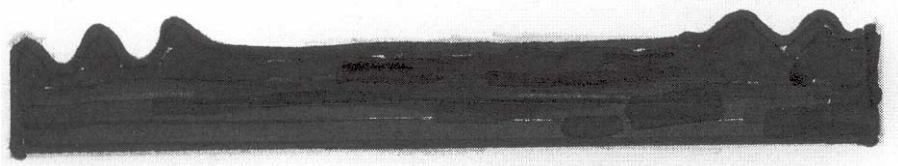


Фото. 4.17. Увеличенная фотография участка скола облученного образца в центре лазерного пучка.

не могла превысить 550°C , что исключает термически характер наблюдаемого эффекта плавления поверхности полупроводника. Эти оценки подтверждаются и данными работы [32]. К сожалению, в случае наносекундных или пикосекундных отжигов, авторы не приводят данных энергии или мощности лазерного излучения, что делает невозможным сделать аналогичные оценки концентрации ННЗ и температур нагрева в указанных режимах облучения. Авторы работы склоняются к механизму ТО только потому, что не видят другой альтернативы.

Нами была использована вышеприведенная методика прямого наблюдения плавления полупроводниковых материалов при ЛО, для изучения механизмов ЛО РД, созданных в этих материалах облучением высокоэнергетичными частицами (e , γ , n , ионы) до аморфизации. Как было показано выше, полный ЛО РД в GaAs практически не достигается, а в Si – крайне затруднен, в то время, как в необлученных материалах генетические структурные дефекты легко отжигаются импульсным лазерным воздействием [146].

Ставится вопрос: чем же отличаются друг от друга полупроводниковые материалы подвергнутые радиационному воздействию и необлученные, с точки зрения термического нагрева в процессе ЛО? Это будет определяться изменением оптических и теплофизических параметров материала с радиационным воздействием. Проведенный анализ показал, что изменение этих параметров незначительно (облучение e и γ -лучами) или должны приниматься во внимание (облучение n и ионами), но в любом случае их изменение приводит, только к увеличению эффективности нагрева кристаллов при ЛО. Т.е. полупроводниковые материалы, содержащие РД, должны нагреваться и плавиться при меньших энергиях лазерного импульса, чем исходные.

Используя методику прямого наблюдения плавления при ЛО, нами были поставлены следующие эксперименты.

На пластинах “чистого” GaAs ($n=1 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$) была получена гофрированная поверхность по методу описанной в работе [77] (Рис. 4.16). Образцы были разделены на две партии. Одна из них оставалась без облучения (исходные), а вторая подвергалась облучению электронами ($E=3.0 \text{ МэВ}$, $\Phi=5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$). Образцы, как облученные электронами, так и исходные, подвергались лазерному воздействию в режимах $\lambda=0.69 \text{ мкм}$, $\tau=4 \times 10^{-4} \text{ с}$, $E=4 \text{ Дж/см}^2$. Как показали эксперименты, заплывание гофрированной поверхности при ЛО наблюдается только в исходных образцах, т.е. не подвергнутых электронному облучению. В облученных же электронами образцах (т.е. с РД) плавление не наблюдалось. Была увеличена энергия лазерного импульса до $E=6 \text{ Дж/см}^2$ - фактически до энергии, после которой происходит деградация полупроводниковых материалов. Однако, картина, свидетельствующая о плавлении гофрированной поверхности, все равно не наблюдалась.

Вышеприведенные эксперименты были повторены лишь с той разницей, что образцы помещались в среде жидкого азота. Режимы облучения были такие же. Как показали эксперименты, и в этом случае плавление наблюдалось, только в образцах, не облученных электронами. Энергетически порог плавления оказался идентичным в не зависимости от начальной температуры образцов (77 или 300К). С другой стороны, по термической модели ЛО, для достижения $T_{пл}$, в условиях эксперимента для $T_{нач}=77\text{К}$ необходима световая энергия в 1.5 раза больше, чем для $T_{нач}=300\text{К}$. Оценки концентрации генерированных светом ННЗ и предполагаемый прирост температуры составляют:

- для необлученного электронами GaAs, $T_{нач}=77\text{К}$ - $\Delta n \approx 2 \times 10^{18}$ и $\Delta T \approx 350^0\text{К}$
 $T_{нач}=300\text{К}$ - $\Delta n \approx 2 \times 10^{18}$ и $\Delta T \approx 550^0\text{К}$
- для необлученного электронами GaAs, $T_{нач}=77\text{К}$ - $\Delta n \approx 10^{17}$ и $\Delta T \approx 500^0\text{К}$
 $T_{нач}=300\text{К}$ - $\Delta n \approx 10^{17}$ и $\Delta T \approx 750^0\text{К}$.

Рассмотрим результаты экспериментов с двух точек зрения:

1. по термической модели:

- в исходных образцах GaAs температура кристалла должна была быть меньше $T_{пл}$, но плавление все-таки наблюдается;
- в облученных электронами образцах GaAs температура кристалла должна была быть больше $T_{пл}$, однако, плавление не наблюдается;
- снижение начальной температуры кристалла (от 300K до 77K) должно привести к увеличению пороговой энергии GaAs (~1.5 раза), однако, она одинакова.

2. по ионизационной модели:

- когда наблюдается плавление, концентрация генерированных светом ННЗ составляет $\sim 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в не зависимости от $T_{нач}$;
- когда не наблюдается плавление, концентрация генерированных светом ННЗ составляет $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, так же в не зависимости от $T_{нач}$.

Вышеизложенное позволяет сделать вывод, что в процессе ЛО, когда для достижения полного отжига РД, необходимо плавление материала, определяющим является не термический нагрев, а концентрация генерированных светом ННЗ.

4.7. Электронный механизм плавления полупроводников - модель низкотемпературного лазерного отжига [104,150-154].

Для установления механизмов низкотемпературного плавления и рекристаллизации аморфизированных слоев полупроводников в процессе ЛО обсудим полученные результаты с позиции электронного механизма плавления.

В работах [53-56] были предложены гипотезы низкотемпературного ЛО, основанные на концепции изменения квантового состояния валентных электронов полупроводника осуществляющих химическую связь. Именно, переход электрона из валентной зоны (связывающие состояния) в зону

проводимости (антисвязывающие состояния) приводит к рождению двух антисвязывающих частиц – электрона в зоне проводимости и дырки, в валентной зоне, и, следовательно, к изменению силы и типа связи (изотропизация связи)¹. В ее рамках представляется естественным существование некоторой критической концентрации $n_{кр}$, такой, что, если концентрация антисвязывающих квазичастиц $n > n_{кр}$, то исходное состояние полупроводника может стать нестабильным. В зависимости от условий эксперимента – мощности и длительности ЛО, может начаться низкотемпературное плавление, ускоренная диффузия, рекристаллизация аморфизированного слоя, структурный фазовый переход в металлическое состояние и т.д.

Строгая теория электронных механизмов ЛО является сложной задачей неравновесной статистической физики и термодинамики. Такой подход с некоторыми упрощающими предположениями был осуществлен в работах [53,54] - для структурных переходов ковалентный полупроводник – металлическое состояние. Для Si и GaAs были получены $n_{кр} \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $7 \div 9 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, соответственно.

Менее строгий, но заслуживающее внимание подход применили авторы работ [55,56]. Согласно этим работам $n_{кр}$ это такое значение концентрации антисвязывающих квазичастиц, при котором их локальные ослабляющие действия сменяются коллективными. Именно, предполагается, что $n_{кр}$ - это значение концентрации носителей заряда, когда антисвязывающие частицы успевают побывать около каждого атома за время одного колебания атомов решетки. В результате происходит ослабление и изотропизация связей во всем кристалле одновременно и имеет место фазовый переход кристалл – жидкость.

¹ Например, в кристаллах со структурой алмаза (Ge, Si и др.) и в соединениях $A^{III} B^V$ (GaAs и др.) переходы электронов из связывающих p – состояний в валентной зоне (направленные связи) на антисвязывающие s – симметричные состояния в зоне проводимости.

Оставаясь в рамках концепции коллективного «расслабляющего» действия антисвязывающих квазичастиц, ниже предлагается другой, чем в [55,56], подход получения оценочной формулы для $n_{кр}$. В отличие от связывающих электронов в ковалентной связи, когда пара электронов с противоположными спинами обобществлены между двумя соседними атомами, антисвязывающая квазичастица ослабляет связь не локально, у какого либо узла решетки, а во всей области ее делокализации, т.е. в области размерами ее дебройлевской длины волны $\lambda_D = \frac{h}{p}$ (h – постоянная Планка, p – импульс частицы). Объем сферы, диаметр которой равен λ_D есть $V_D = \frac{\pi}{6} \lambda_D^3$. Если концентрация квазичастиц n такая, что на V_D приходится одна квазичастица, тогда $nV_D=1$. При такой концентрации во всем объеме кристалла, антисвязывающие квазичастицы ослабляют связи между всеми атомами. Кристалл, как бы, представляет одну гигантскую молекулу, между всеми атомами которой ослаблены связи.

Однако чтобы произошло “плавление по электронному механизму”, степень ослабления и изотропизации связей должна достичь определенного критического значения. Здесь мы введем нашу основную гипотезу: исходя из экспериментального факта, что плавление есть результат ослабления и изотропизаций связей между всеми атомами вещества, мы положим, что критической является такая концентрация антисвязывающих квазичастиц, при котором

$$n_{cr} V_D(T_{пл}) = 1, \quad V_D(T_{пл}) = \frac{\pi}{6} \lambda_D^3(T_{пл}) \quad 4.2$$

т.е. в начале плавления концентрация антисвязывающих квазичастиц такова, что в сферическом объеме кристалла, диаметр которого равен дебройлевской длине волны при температуре плавления ($T_{пл}$), находится одна квазичастица. Для квадратичного закона дисперсии квазичастицы, в рамках классической невырожденной статистики $p = \sqrt{3mkT}$ (m – эффективная масса проводимости

квазичастицы, T – абсолютная температура, k – постоянная Больцмана). И из 4.2. получим

$$(n_{кр})_{c,v} = \frac{9\sqrt{3}}{\pi(2\pi)^{3/2}} N_{c,v} \approx 0.3N_{c,v}; \quad 4.3.$$

$$N_{c,v} = 2 \left(\frac{2\pi m_{c,v} k T_{nl}}{h^2} \right)^{3/2} \approx 4.82 \times 10^{15} \left(\frac{m_{c,v}}{m_0} \right)^{3/2} T_{nl}^{3/2} \text{ (см}^3\text{)} \quad 4.4.$$

здесь m_c и m_v – эффективная масса проводимости электрона и дырки в соответствующих зонах.

Выше мы рассмотрели случай, когда ослабление связи осуществляли квазичастицы одного типа (электроны или дырки). Сейчас рассмотрим случай обоих типов квазичастиц. Условие того, что при температуре плавления все связи в полупроводнике ослаблены антисвязывающими частицами, запишется так

$$n_e V_{De}(T_{nl}) + n_p V_{Dp}(T_{nl}) = 1$$

здесь n_e и n_p – концентрации антисвязывающих электронов и дырок, соответственно, $V_{De}(T_{nl}) = \frac{\pi}{6} \lambda_{De}^3$ и $V_{Dp}(T_{nl}) = \frac{\pi}{6} \lambda_{Dp}^3$. Для простоты предположим, что $n_e = n_p = n$ (зона-зонные переходы). Приняв эту концентрацию за критическую, получим

$$n_{кр} = [V_{De}(T_{nl}) + V_{Dp}(T_{nl})]^{-1} \quad 4.5.$$

Прямое вычисление в принятых выше обозначениях дает

$$n_{кр} \approx 0.3 \frac{N_c N_v}{N_c + N_v} \quad 4.6.$$

$n_{кр}$ – критическая концентрация при одновременном наличии электронов и дырок.

Относительно формул 4.2. – 4.6. надо сделать следующие замечания:

1. Как уже было отмечено, формула 4.2. предполагает, что среднее расстояние между квазичастицами d равняется дебройловской длине волны - λ_D . Из соотношения неопределенности Гейзенберга следует, что для

справедливости классической статистики необходимо выполнение неравенства $d \gg \Delta = \frac{\lambda}{2\pi}$. Если $d = \lambda$, т.е. $d = 2\pi\Delta$, то сильное неравенство не выполняется, но все же $\frac{d}{\Delta} = 2\pi > 1$ и классическую статистику, которой мы пользовались при определении длины волны Де-бройля, приближенно можно применить. К такому же выводу приводит следующее рассмотрение. Как известно, равновесная концентрация электронов n_{oe} в зоне проводимости и дырок n_{op} в валентной зоне, в случае справедливости классической невырожденной статистики выражаются формулами

$$n_{oe} = N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}}, \quad n_{op} = N_v e^{\frac{E_v - E_F}{kT}} \quad 4.7.$$

здесь, E_c и E_v энергии соответствующие дну зоны проводимости и потолку валентной зоны, соответственно, E_F – энергия Ферми. Если концентрация квазичастиц $n_e \leq N_c$, $n_p \leq N_v$, (которое выполняется для критических концентраций 4.3.), то согласно 4.7. это означает, что уровень Ферми лежит в запрещенной зоне и невырожденная статистика приближенно применима². Интересно отметить, что для произведения критических концентраций $(n_{kp})_e \times (n_{kp})_v$ имеем

$$(n_{kp})_e \times (n_{kp})_v \approx 0.09 N_c N_v$$

что формально может быть представлено в виде “закона действующих масс” для критических концентраций

$$(n_{kp})_e \times (n_{kp})_v \approx N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT_{me1}}}$$

с существенно суженной запрещенной зоной до $E_g \sim 2 \div 3 kT_{kp}$;

2. При выводе формул 4.3., 4.4. не предполагалась, что является причиной появления антисвязывающих квазичастиц (тепловое поле, поглощение света, инжекция и т.д.), поэтому они справедливы безотносительно того, каким образом они возникают. Это означает, что в низкотемпературных

² Предполагается, что время жизни неравновесных квазичастиц гораздо больше, времени установления квазиравновесия в системе “квазичастицы – решетка”.

технологических процессах можно использовать любые подобные внешние воздействия обеспечивающее $n_{кр}$;

3. В формулах 4.2. – 4.6. предположено, что в объеме $V_D(T_{nl})$ находится одна квазичастица. Однако, для кристаллов типа алмаза и цинковой обманки, с тетраэдрической структурной единицей с четырьмя связями, нам представляется возможным распространить нашу гипотезу на наличие $i = 1 \div 4$ частиц в $V_D(T_{nl})$. В результате в формулах 4.3. и 4.6. появится дополнительный множитель i :

$$(n_{кр})_{c,v} \approx 0.3iN_{c,v} \quad 4.2.' \quad n_{кр} \approx 0.3iN_cN_v/(N_c+N_v) \quad 4.6.'$$

4. В общем случае, известная в физике полупроводников эффективная плотность состояний в зонах $N_{c,v}$ отличается от приведенной выше (формула 4.4.). Совпадение имеет место только для скалярной эффективной массы и наличия одного экстремума в зонах. Поэтому при оценках $n_{кр}$ необходимо учесть это обстоятельство.

В Таблице 4.5 приведены значения критических концентрации для кристаллов Ge, Si и GaAs, посчитанные согласно формул 4.4., 4.3.' и 4.6.'. (крайние значения $n_{кр}$ соответствуют $i = 1$ и $i = 4$). При расчете численных значений критической концентрации квазичастиц, для эффективных масс проводимости электронов и дырок (m_c и m_v) были использованы значения, вычисленные из следующих формул:

$$m_c = \frac{3m_l m_t}{2m_l + m_t} \quad \text{и} \quad m_v = \frac{m_{lh}^{3/2} + m_{hh}^{3/2}}{m_{lh}^{1/2} + m_{hh}^{1/2}},$$

где m_l и m_t – продольные и поперечные эффективные массы электронов в зоне проводимости, а m_{lh} и m_{hh} - эффективные массы легких и тяжелых дырок в валентной зоне (см. Таблицу 4.6).

Полученные численные значения $n_{кр}$ показывают, что на одну антисвязывающую квазичастицу приходится на «расслабление» $10^3 \div 10^4$ связей. Ставится вопрос: каков механизм такого «коллективного» расслабления? Мы предлагаем, качественно, один из возможных механизмов

Таблица 4.5.

n_{cr}	Ge	Si	GaAs
$(n_{кр})_c$ (см ⁻³)	$(0.4\div 1.6)10^{19}$	$(1.3\div 5.2)10^{19}$	$(1.5\div 6.0)10^{18}$
$(n_{кр})_v$ (см ⁻³)	$(0.5\div 2.0)10^{19}$	$(2.3\div 9.2)10^{19}$	$(1.7\div 7.2)10^{19}$
$(n_{кр})$ (см ⁻³)	$(2.4\div 9.6)10^{18}$	$(0.8\div 3.2)10^{19}$	$(1.4\div 5.6)10^{18}$

Таблица 4.6.

	Ge	Si	GaAs
m_l	1.64	0.98	
m_t	0.082	0.19	
m_{lh}	0.044	0.16	0.082
m_{hh}	0.28	0.49	0.45
m_c	0.17	0.26	0.067
m_v	0.2	0.37	0.34

эффективные массы приведены в единицах массы свободного электрона (m_0).

на примере кристаллов с ковалентной связью. Основываясь на принцип тождественности электронов, считаем, что электрон зоны проводимости (он и есть антисвязывающая квазичастица) заменяет в связывающей орбитали (на этой орбитали находятся два электрона с противоположно направленными спинами) один из электронов, и “садиться” с “оставшимся” электроном с параллельным с ним спином, превращая связывающую орбиталь в разрыхляющую (разрыв связи), а высвободивший электрон проделывает то же самое со следующей связью и т.д. Аналогично, дырка валентной зоны, при своем движении, представляет разорванную связь, а электрон, занявший место дырки (движение дырки) может превратить новую орбиталь в разрыхляющую, “сев” на пустую связь с параллельным с оставшимся электроном спином. При наличии обеих типов квазичастиц «работают» оба механизма одновременно.

Предполагаем, что разрыхляющая орбиталь занята электроном в течение очень короткого отрезка времени ($\Delta t \approx 10^{-15}$ сек. - порядка времени пролета электроном межатомного расстояния), и является промежуточным виртуальным состоянием электрона. В соответствии с принципом неопределенности для энергии $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t} \approx eV$. Поэтому, энергия не сохраняется при переходе электрона на разрыхляющую орбиталь. Ее сохранение имеет место для процесса в целом, т.е. для цепочки переходов: зонный электрон \rightarrow промежуточное виртуальное состояние \rightarrow зонный электрон. (Аналогичный механизм “работает” для дырок, а также при наличии обоих типов квазичастиц). Критической является такая концентрация антисвязывающих квазичастиц, при которой цепочка замены связывающей орбитали на разрыхляющую охватывает весь кристалл (или возможно его макроскопическую область) одновременно и кристалл уподобляется одной гигантской молекуле со всеми расслабленными связями.

Что касается критерия “Фотоплавления” для случая отжига дефектов, следует отметить следующее: физической величиной, на которой основывается наша гипотеза, является дебройлевская длина волны антисвязывающей квазичастицы, соответствующая температуре плавления полупроводника. По определению $\lambda_D = \frac{h}{p}$. Это требует, чтобы квазиимпульс p был хорошим квантовым числом. После этого, по гипотезе, $\lambda_D(T_{пл})$, и соответствующий ей объем V_D (см. формулу 4.2.) фиксируются, как формально назначенные длина и объем. В результате критическая концентрация содержит параметр $n_{кр} \sim (mT_{пл})^{3/2}$, где m – эффективная масса квазичастицы. Пока $\lambda_D(T_{пл})$ или m и $T_{пл}$ сохраняют смысл, формула 4.3 для $n_{кр}$ “работает в чистом” виде, в той степени с какой для кристалла с дефектами (или даже аморфизированными макроскопическими областями) сохраняется понятие квазиимпульса, как «хорошего» квантового числа. Все будет зависеть от того, насколько сильно нарушена основная матрица кристалла. Если, при этом дебройлевская длина волны частицы,

выраженная как функция x , $\lambda_D(x) = \frac{h}{p(x)}$ является плавной функцией координаты, т.е. удовлетворяется условие квазиклассичности $\left| \frac{d\lambda}{dx} \right| \ll 1$, тогда приближенно справедливы формулы 4.3. и 4.4 для $n_{кр}$.

Как известно, в аморфных полупроводниках, в общем случае, квазиимпульс не является «хорошим» квантовым числом, нет блоховских волн, но все же, несмотря на отсутствие дальнего порядка, зонная схема («расширенные» состояния, запрещенная зона, запрещенная зона подвижностей, понятия электрона и дырки как квазичастиц, экситона и т.д.) сохраняется. Для примера рассмотрим Ge и Si. Известно, что как в кристаллическом, так и в аморфном состояниях их основным структурным элементом является тетраэдр с четырьмя атомами в связи. Основное отличие кристаллической формы от аморфной заключается в том, что в аморфной фазе тетраэдры ориентированы относительно друг друга случайным образом. При этом очень важно, что сохраняется ближний порядок, а представление о разрыве химической связи не зависит от дальнего порядка. Разрыв химической связи означает освобождение электрона из связи, а так же возникновение дырки, которые как квазичастицы могут участвовать в электропроводности. Поэтому, если полупроводник определить как материал, в котором для разрыва связи требуется энергия $\Delta E \sim (1 \div 2) eV$, то в это определение попадают и аморфные полупроводники. Плавление означает нарушение тетраэдрической структуры и появление более плотной упаковки. Следовательно, с позиции химических связей сохраняется понятие «температуры плавления» и квазичастицы с соответствующей дебройлевской длиной волны. Так, например, в аморфных полупроводниках часто возникают явления, в которых участвуют электроны с $kL \sim 1$ т.е. $\lambda_D \sim L$ (L – длина свободного пробега электрона, k – квазиимпульс) [147]. В таких случаях

формулы 4.3, 4.3', 4.6 и 4.6' для $n_{кр}$ должны быть применимы, как оценочные.

Таким образом, мы получили, что если в процессе ИФО достигается критическая концентрация генерированных светом НЗ (антисвязывающие квазичастицы), даже при $T < T_{nl}$, должно произойти плавление поверхностного слоя полупроводника с последующей рекристаллизацией, приводящий к полному отжигу РД.

4.8. Обсуждение результатов эксперимента [104,150-154]

Для понимания механизмов ИФО, проведем анализ результатов наших экспериментов и литературных данных. Рассмотрим три основных фактора, которые могут определить процесс ИФО [4,5,83], это:

- термический нагрев;
- электронное возбуждение;
- импульсное давление.

Начнем с первого. Действительно, рассматривая механизм ЛО при проведении экспериментов в среде жидкого азота, следует принять во внимание кроме термического нагрева и электронного возбуждения кристалла, и фактор импульсного давления [83]. Так как в вышеизложенных экспериментах по ЛО проводимых в среде жидкого азота, температура поверхности кристалла могла быть больше критической температуры азота ($T_{кр} = 126\text{K}$), могло произойти его мгновенное испарение и до последующего расширения азота его давление на поверхности (импульсное давление) кристалла может оказаться значительным, что в свою очередь должен привести к изменению температуры плавления (T_{nl}) GaAs. Оценим ΔT_{nl} согласно уравнению Клапейрона-Клаузиуса.

$$\frac{\Delta T_{nl}}{\Delta P} = \frac{T_{nl} \Delta V}{q_{nl}}$$

где ΔV - изменение объема полупроводника при переходе с твердого состояния в жидкое, q_{nl} – скрытая теплота плавления. Для GaAs $\Delta V < 0$, что приведет к понижению температуры плавления

Запишем ее в более удобном виде:

$$\Delta T_{nl} = \frac{T_{nl} \left(\frac{\Delta V}{V} \right)}{\left(\frac{q_{nl}}{V} \right)} \Delta P$$

$\Delta P = nkT$ – где $n = \rho N_A / \mu$ (μ - молекулярный вес азота, ρ - плотность жидкого азота, N_A – число Авогадро). Предполагается, что в эксперименте по ЛО “работает” концентрация молекул испарившегося азота, который еще не успел расшириться до равновесного значения. Поэтому в определении n фигурирует плотность жидкого азота. Подставляя известные численные значения $\rho = 0.8 \text{ г/см}^3$; $\mu = 28$; $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ Дж/К}$; $T_{кр} = 126 \text{ К}$, получим: $\Delta P = 3 \times 10^7 \text{ Па}$ ($\sim 300 \text{ атм.}$).

ΔT_{nl} определим согласно вышеприведенной формуле, принимая, что относительное изменение молярного объема $(\Delta V / V)_{\text{мол}} = 10\%$. Для GaAs $q_{nl} = 6 \times 10^5 \text{ Дж/кг}$; $(q_{nl}/V)_{\text{мол}} = 6 \times 10^5 \times 0.14 = 8.4 \times 10^4 \text{ Дж/мол}$; $T_{nl} = 1511 \text{ К}$, получим $\Delta T_{nl} \approx 7 \text{ К}$, что является несущественной. Вместе с тем, из-за относительно большой длительности лазерного импульса, так же не могут реализоваться эффекты, связанные с закалкой в условиях низких температур и высоких давлений [83]. Следовательно, фактор импульсного давления, в условиях наших экспериментов, несущественны.

В дальнейшем при определении механизмов ИФО будем рассматривать только факторы термического нагрева и электронного возбуждения.

Результаты экспериментов условно можно разделить на:

1. ЛО с $h\nu \geq E_g$;
2. ЛО с $h\nu \leq E_g$;
3. ИФО с широкоспектральным излучением.

В таблице 4.4. даны результаты первой группы экспериментов. Здесь же приведены оценки степени возможного нагрева кристалла и концентрации генерированных светом антисвязывающих квазичастиц (Δn). Отмеченные (*) значения Δn пересчитаны на глубину плавления т.к. приведенные в параграфах 4.1. и 4.6. расчеты Δn были сделаны на глубинах $d=1/\alpha$, оказавшихся в 3-4- раза меньше глубин плавления, что дало завышенные значения. При пересчете Δn на глубину плавления учитывался тот факт, что из-за низких значений подвижности и времени жизни неравновесных носителей тока длина свободного пробега антисвязывающих электронов $L_D < d$. Следовательно, изменение величины Δn в глубь кристалла будет определяться, в основном, за счет убывания интенсивности поглощения света экспоненциально.

Большинство экспериментов проводились при двух начальных температурах 77 и 300К. По термической модели ЛО для достижения температуры отжига при $T_{нач}=77К$ необходимо: для Si в 1.3 раза, а для GaAs в 1.5 раз больше энергии, чем при $T_{нач}=300К$. Однако в экспериментах это не наблюдалось – отжиг проходил, или при одинаковых значениях энергии ЛО, или разница в энергиях оказывалась значительно меньше необходимой по термической модели ЛО. Эксперименты по прямому наблюдению плавления GaAs, при ЛО, наглядно показали атермический характер данного процесса.

Теперь рассмотрим результаты экспериментов с точки зрения ионизационных моделей ИФО. По модели холодного плазменного отжига (параграф 2.2.) необходимо достижение степени ионизации $\approx 4 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, что абсолютно не реально в условиях рассматриваемых экспериментов [4,5,83]. [4,5,48]. Для модели ЛО предложенной в работе [54] (параграф 2.4.) необходимая концентрация генерированных светом ННЗ, составляет для Si $\approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а для GaAs - $(7-9) \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что значительно выше наблюдаемых на эксперименте (см. Таблицу 4.4.) [4,5,48]. Ближе всего, к результатам

Таблица 4.4.

№	материал	вид обл. состояние	ЛО		$T_{нач}$, К	Расчетные		Результат
			E , Дж/см ²	τ , с		ΔT , К	Δn , см ⁻³	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	GaAs	ионная имплантация, аморфизированный	0.2	4×10^{-4}	77	5	10^{13}	после 5 импульсов - переход в поликристаллическое состояние
			0.2	4×10^{-4}	300	7	10^{13}	
			5	4×10^{-4}	77	500	2×10^{15}	после 1 импульса - переход в поликристаллическое состояние
			5	4×10^{-4}	300	750	2×10^{15}	
2	GaAs	аморфизированный	0.8	3.5×10^{-8}	77	$T \approx 0.7 T_{nl}$	$3 \times 10^{18} *$	после 1 импульса рекристаллизация
			0.8	3.5×10^{-8}	300	$T \approx T_{nl}$	$3 \times 10^{18} *$	
3	Si	ионная имплантация	1.5	4×10^{-4}	77	70	$10^{17} - 3 \times 10^{18}$	значительный, но неполный отжиг
			1.5	4×10^{-4}	300	100	$10^{18} - 5 \times 10^{18}$	
		до аморфизации - аморфизированный	1.5	3.5×10^{-8}	77	$T \geq T_{nl}$	$10^{19} - 4.6 \times 10^{19}$	неполный отжиг – полный отжиг
			1.5	3.5×10^{-8}	300	$T \geq T_{nl}$	$2 \times 10^{19} - 7 \times 10^{19}$	
аморфизированный	0.8-1.8	3.5×10^{-8}	77	$T < T_{nl}$ -	$9.3 \times 10^{18} - 5.2 \times 10^{19}$	неполный отжиг – полный отжиг		
	0.8-1.8	3.5×10^{-8}	300	$T \geq T_{nl}$	$1.6 \times 10^{19} - 7.4 \times 10^{19}$			
4	GaAs	электроны, точечные РД	50	5×10^{-3}	77	300	1.2×10^{17}	после 30 импульсов - частичный отжиг и трансформация РД в менее термостойкие.
			50	5×10^{-3}	300	550	2×10^{16}	

продолжение Таблицы 4.4.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
5	Si на Al ₂ O ₃ (КНС)	необлученный, монокристаллический	50	5×10^{-3}	300	1000	4×10^{18}	увеличение подвижности на 20%, уменьшение блочности
			1.2	2×10^{-8}	300	1200	6.5×10^{19}	увеличение подвижности в 2 раза, почти полное устранение блочности
6	GaAs	необлученный, монокристаллическ.	4	4×10^{-4}	77	350	2×10^{18}	наблюдается плавление
			4	4×10^{-4}	300	550	2×10^{18}	
7	GaAs	электроны, точечные РД	4-6	4×10^{-4}	77	500	$\leq 10^{17}$	не наблюдается плавление
			4-6	4×10^{-4}	300	750	$\leq 10^{17}$	
8	GaAs	кристаллический	0.64	3×10^{-8}	300	$T < T_{nl}$	$2 \times 10^{18*}$	отжиг структурных дефектов [146]
9	GaAs	аморфизированный	0.8	4×10^{-8}	300	$T \approx T_{nl}$	$3 \times 10^{19*}$	рекристаллизация [28]
10	Si	ионная имплантация до аморфизации	2.5	3×10^{-8}	300	$T \gg T_{nl}$	7.2×10^{19}	полный отжиг РД [33]

экспериментов по ЛО, подходит модель изложенный в работе [56] (параграф 2.5.). По этой модели необходимая концентрация антисвязывающих квазичастиц составляет $Si \approx 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а для GaAs - $4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Если для Si это значение хорошо совпадает с реальным, то для GaAs оно на порядок больше. По предложенной, в данной работе модели ЛО для Si $\approx (0.8 \div 3.2) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а для GaAs - $(1.4 \div 5.6) \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$. (Такой интервал значений i взят в соответствии наличием 4-х связей в ковалентных полупроводниках). Соответственно, плавление поверхностного слоя материала при ИФО и полный отжиг дефектов должен осуществляться, когда $\Delta n \geq n_{кр}$.

Выполняется ли это условие на эксперименте? обратимся к Таблице 4.4. Эксперименты по ЛО аморфизированного GaAs (параграф 4.1.) показывают, что рекристаллизация наблюдается при $\Delta n \approx n_{кр}$. При $\Delta n < n_{кр}$, процесс рекристаллизации проходит через зарождение поликристаллических зародышей, и эффективность процесса зависит от концентрации генерированных светом антисвязывающих квазичастиц. Эти выводы подтверждаются и экспериментами по изучению процессов отжига дефектов, активации примеси и рекристаллизации имплантированного ионами Si (параграф 4.2.). Условие $\Delta n \geq n_{кр}$ является определяющим и в этом случае.

Как отмечалось в работе [4], из-за маленьких длительностях лазерного импульса полный отжиг РД может осуществиться, только плавлением дефектного слоя. Как показывают эксперименты по ЛО РД в Si и GaAs (параграфы 4.3. и 4.6.) условие - полный отжиг РД только при $\Delta n \geq n_{кр}$, выполняется и в этом случае.

Анализ литературных данных по ЛО, сделанный в работе [48], так же показал, что достигаемая степень ионизаций в экспериментах составлял, для Si $\sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а для GaAs $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что хорошо согласуется со значениями n_{cr} для данных полупроводниковых материалов.

Исходя из вышеизложенного, следует, что если мощность ЛО обеспечивает генерацию светом антисвязывающих квазичастиц с

концентрацией $n_{кр}$ в толщине, равной или больше аморфного (дефектного) слоя, осуществляется плавление с дальнейшим эпитаксиальным ростом на подложке.

При $\Delta n < n_{кр}$, когда условие плавления не создается во всей дефектной области, процесс кристаллизаций может начаться в местах наиболее интенсивной рекомбинации электронно-дырочных пар, каковым является граница раздела аморфная фаза-кристалл [16].

Из-за флуктуаций концентрации носителей, в локальных местах на границе раздела (или в самой дефектной области) могут возникнуть места с повышенной плотностью антисвязывающих квазичастиц, достаточной для осуществления с образованием кристаллических зародышей. Чем выше концентрация генерированных светом антисвязывающих квазичастиц, тем выше будут размеры или концентрация кристаллических зародышей.

Является ли плавление единственным путем для осуществления полного отжига? Для коротких (нс или меньше) длительностях лазерного импульса, видимо, да [4,5]. Но как отмечалось в литературном обзоре (Глава 1), процесс отжига может быть твердофазным, особенно при относительно длинных (мс и больше) импульсах. Именно такие режимы облучения имеем при ламповом отжиге.

Подведем некоторый итог полученных результатов:

1. В параграфе 4.3. было показано, что если энергия фотона лазерного излучения селективно поглощается на РД, возможно осуществление отжига или трансформация в другой тип дефекта, без нагрева кристалла. При этом не происходит генерация антисвязывающих квазичастиц в зоне проводимости. В свою очередь, эксперименты по ЛО РД в Si (параграф 4.3.), показывают, что при отсутствии такого типа поглощения, но имея определенную концентрацию антисвязывающих квазичастиц ($\Delta n < n_{кр}$), также может (без нагрева кристалла) произойти частичный отжиг или трансформация дефектов в менее термостойкие.

2. На примере ИФО имплантированных ионами SiC и Si было показано (параграф 4.4.), что подбором спектрального состава, мощности и условий (геометрии) облучения, отжиг становится эффективным, как за счет селективного поглощения фотонов на РД, так и наличием генерированных светом антисвязывающих квазичастиц. Именно, неправильный выбор спектрального состава и мощности облучения не позволил авторам работы [150, 155-157, 176] обнаружить роль ионизационного фактора в процессах ИФО.
3. Использование широкоспектрального фотонного воздействия позволило в КНС структурах, при относительно низких температурах, эффективно устранить структурные дефекты, ответственные за напряжения сжатия. И в этом эксперименте, несмотря на то, что концентрация генерированных светом антисвязывающих квазичастиц была меньше $n_{кр}$, присутствие селективного поглощения на РД, позволило эффективно устранить дефекты.

Исходя из вышеизложенного, можно сделать общий вывод, что в процессе ИФО, при достижении критической концентрации антисвязывающих квазичастиц $n_{кр}$, процесс отжига полноценно проходит через плавление поверхностного слоя полупроводника, при низких температурах. При концентрациях $\Delta n < n_{кр}$, наличие антисвязывающих квазичастиц стимулирует процесс отжига, который может оказаться неполноценным, или носить локальный характер. В этом случае, одновременное присутствие селективного поглощения на РД, которое самостоятельно, так же приводит к отжигу дефектов, значительно увеличивает эффективность отжига. При этом, отжиг может оказаться таким же высокоэффективным, как при $\Delta n \geq n_{кр}$, но будет проходить в твердофазном режиме. Ставится вопрос: означает ли это, что фактор термического отжига полностью отсутствует при ИФО? Конечно нет, особенно в тех случаях, когда в процессе отжига образец находится в

термоизолированном состояний. Но, при этом, проявляются все те отрицательные последствия высокотемпературного, хоть и кратковременного, но нагрева кристалла, о чем говорится в Главе 1.

Правильное понимание механизма ИФО, позволяет с помощью подбора условий воздействия (спектральный состав, длительность и энергия импульса, теплоотвод, направление облучения и др.), проводить процессы отжига при низких температурах, со всеми преимуществами низкотемпературной технологий и получать результаты, практически недостижимые по высокотемпературной технологий.

Конкретные примеры практического применения низкотемпературных фото- и радиационно-стимулированных процессов в технологиях нано-, микро- и оптоэлектроники, приведены в Главе V.

ГЛАВА V. ФОТО- И РАДИАЦИОННО СТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ.

Практическое применение импульсного фотонного воздействия в создании приборов полупроводниковой электроники сразу же дало положительные результаты [4,5,47]. На сегодняшний день при переходе на нанотехнологий в создании омических контактов, *p-n* переходов, легированных областей, барьеров Шоттки, фотостимулированные процессы могут оказаться незаменимыми, обеспечивая контролируемую диффузию в сверхтонких слоях полупроводника. При изготовлении современных интегральных схем вся пластина в целом испытывает десятки циклов нагрев - охлаждение, причем температурно-временные режимы каждого из них существенно различаются. Импульсная фотонная обработка дает уникальную возможность селективно воздействовать на группы однотипных элементов, не повышая температуры ни соседних участков, ни всей подложки. Постоянно возрастающие требования уплотнения монтажа и уменьшения толщины слоев, в которых происходит формирование приборов, делают нежелательным даже сравнительно небольшое диффузионное размытие, возникающее при термическом отжиге. Ключом к решению проблемы здесь может являться импульсное фотонное воздействие. Особенно усиливает позиции фотонных технологий вовлечение в нанотехнологию материалов, которые либо плохо переносят нагрев, либо тугоплавкие. Нет никаких сомнений, что с бурным развитием нанотехнологии сфера применения импульсного фотонного отжига будет быстро расширяться.

В настоящей главе приводятся некоторые конкретные примеры применения импульсной фотонной или радиационной обработки в технологиях полупроводниковой электроники.

5.1. Метод импульсной фотонной обработки в технологии создания омических контактов, p - n переходов и легированных областей в полупроводниках [158-163].

Рассмотрим результаты исследований фотостимулированных диффузионных (ФСД) процессов в GaAs, GaAlAs и GaP для создания омических контактов, p - n переходов, p^+ , n^+ и изолирующих областей.

Импульсно-фотонное облучение проводилось на установках УИФО. Облучение структур происходило со стороны нанесенной металлической композиции (лицевая сторона) или со стороны полупроводника (задняя сторона). Температура пластин оценивалась с помощью малоинерционных термопар хромель-алюмель (толщина 0,1 мм).

Формирование омических контактов осуществлялось на эпитаксиальные структуры (ЭС) i - n - n GaAs и на светоизлучающих структурах (СИС): GaAlAs красного свечения и GaP зеленого и желтого свечения. В качестве металлической композиции на ЭС GaAs ($d=0.24\text{мкм}$, $n=1.55 \times 10^{17}\text{см}^{-3}$) наносилась металлическая композиция Au/Ge/Ni. Для GaAlAs и n -GaP использовалась многослойная металлическая композиция Pd/Ni/Au/Sn, а для p -GaP до нанесения Al контакта предварительно создавались сильнолегированные подконтактные области с помощью фотостимулированной диффузии Zn. Формирование p - n переходов проводился на монокристаллическом n -GaAs ($n=7 \times 10^{16}\text{см}^{-3}$) с нанесенным гальваническим методом диффузантом Zn.

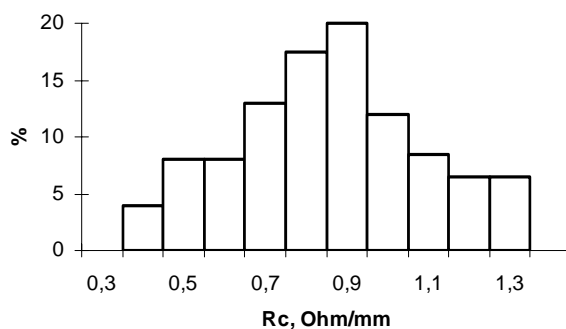
Для формирования изолирующих областей на поверхность ЭС i - n - n GaAs сначала наносился слой Cr, а затем маска SiO₂. После ИФО маска из SiO₂ стравливалась, и проводились измерения проводимости между тестовыми ячейками (см. Главу III). Для оценки качества омических контактов, p - n переходов и изоляции снимались Вольт-Амперные характеристики, и

определялось значение контактного сопротивления R_c или изоляции с помощью тестовых ячеек. В светоизлучающих структурах измерялись прямое напряжение и интенсивность излучения при фиксированном прямом токе $I_{np}=10$ мА, а также спектры излучения. Качество поверхности металлического контакта после ИФО исследовалось визуально через микроскоп.

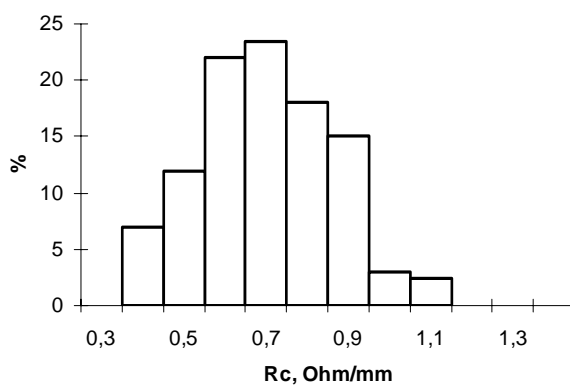
В Таблице 5.1 приведены оптимальные режимы ИФО для формирования различных областей и оптимальные значения контрольных параметров после ФСД. Там же, в последнем столбце для сравнения, приведены режимы традиционной термической диффузии в печи. Из Таблицы видно, что во всех приведенных случаях, имеет место фотостимулированная диффузия. Причем, с помощью ИФО в значительно простых условиях происходит формирование одних и тех же областей (без создания специальной среды - на воздухе, при значительно меньших временах и относительно низких температурах). Следует отметить, что во всех исследуемых примерах ФСД наблюдаются ряд общих закономерностей:

- При одинаковых режимах лучшие результаты получаются, когда облучение происходит с задней стороны. Так, например, в случае формирования омического контакта к GaAs, ($P=90$ Вт/см² и $\tau=1.9$ сек) облучение с лицевой стороны дает значение контактного сопротивления $R_k=0.9$ Ом/мм², тогда как после облучения с задней стороны получили $R_k=0.7$ Ом/мм², при этом температура структур ≤ 700 К. Термическое вжигание контактов в печи дает значение сопротивления контактов $R_k=1.0$ Ом/мм²;
- Важную роль играет не температура, а интенсивность облучения - если структура облучается маломощными, но длительными импульсами ($P=30$ Вт/см² и $\tau=10$ сек), при котором достигаются такие же температуры, как и в предыдущем примере, контакты остаются выпрямляющими;

- После термического вжигания контактов ко всем исследуемым структурам, их поверхность крупнозернистая со следами плавления,



а)



б)

Рис.5.1. Гистограммы распределения контактного сопротивления (R_k) по поверхности пластины:

- а) после термического вплавления в печи,
- б) после ИФО.

Таблица 5.1.

объект форм.	п/п	$n, \text{см}^{-3}$	Металлич. композиция	Режимы ИФО		Измеряемый параметр	Режимы стандарт. технологии
				$E, \text{Дж/см}^2$	$\tau, \text{с}$		
омич. Конт.	эпиструк GaAs, $i - n^- - n$	1.5×10^{17}	Au/Ge/Ni	90	1.9	контактное сопротив. $R_k = 0.7 \text{ Ом.см}^{-2}$	вакуум 745 К, 1 мин.
омич. Конт.	СИС GaAlAs: $n - \text{GaAlAs}$ $p - \text{GaAs}$	10^{18} $3 \times 10^{18} \div$ 2×10^{19}	Pd/Ni/Au/Sn Pd/Ni/Au/Zn	40 40	1.8 1.8	прямое напряжение $U_{np} = 1.6 \text{ В}$ при $I_{np} = 10 \text{ мА}$.	вакуум, 720 К, 10 мин. 720 К 10 мин.
p^+ обл. омич. конт.	СИС GaP: $p - \text{GaP}$ $p^+ - \text{GaP}$ $n - \text{GaP}$	5×10^{17} $\sim 10^{19}$ 5×10^{17}	Zn Al Pd/Ni/Au/Sn	90 80 80	1.6 1.3 1.3	прямое напряжение $U_{np} = 2.1 \text{ В}$, при $I_{np} = 10 \text{ мА}$.	вакуум, 1000К, 15 м. 720К, 10 м 720К, 10 м
n^+ - слой	$n - \text{GaAs}$	1.7×10^{16}	Ge	70÷90	1÷3	поверхностн. сопротивлен. уменьшилось в 10^3 раз	маска Si_3N_4 >673К, >15 мин
p^+ - слой	$p - \text{GaAs}$	7×10^{16}	Zn	40÷90	1÷3	поверхностн. сопротивлен. уменьшилось в 10^3 раз	маска Si_3N_4 >673К, >15 мин
$n-p$ перех.	$n - \text{GaAs}$	7×10^{16}	Zn	50÷90	1.5÷3	$U_{np} = 0.4 - 0.6 \text{ В}$ и $U_{обр} = 6 - 8 \text{ В}$, при $I = 10^{-4} \text{ мкА}$	маска Si_3N_4 >973К, >15 мин
i – слой (маска SiO_2)	эпиструкт. GaAs, $i - n^- - n$	$1,5 \times 10^{17}$	Cr	55÷90	2÷5	ток между тестовыми ячейками $I = 35 - 40 \text{ мкА}$ при $U = 10 \text{ В}$	—

тогда как после ИФО она остается зеркально гладкой, что говорит о том, что диффузия происходит из твердой фазы без плавления

- Увеличивается равномерность распределения электрофизических параметров по пластине (рис.5.1, а,б).

Полученные результаты, невозможно объяснить только импульсным термическим нагревом. Необходимо наряду с температурой учитывать и сопровождающие ионизационные процессы - изменение квантового состояния электронной подсистемы кристалла, Об этом свидетельствует тот факт, что чем больше интенсивность падающих фотонов (хотя температура одинакова, а время импульса заметно меньше), тем активнее проходит процесс диффузии. Тот факт, что диффузия из металлической композиции более активно проходит при облучении со стороны полупроводника должно быть определен поглощением квантов с энергией меньше энергии запрещенной зоны непосредственно в дефектной области контакта металл-полупроводник. В этой области происходит разрыв химических связей - переход электронов со связывающей на антисвязывающую орбиталь, а это последнее способствует прохождению фото стимулированной диффузии из твердой фазы и обеспечивает зеркальную гладкость поверхности контакта.

5.2. Метод импульсной фотонной обработки в технологии создания полевого транзистора с барьером Шоттки на GaAs [164].

Полевые транзисторы с барьером Шоттки (ПТШ) на GaAs используются в качестве компонентной базы для интегральных схем (ИС) на GaAs.

Общеизвестные способы изготовления ПТШ на GaAs [165] не позволяют изготавливать нормально закрытые (НЗ) ПТШ (т.е. работающие в режиме обогащения) на GaAs.

В работе [166] предлагается способ изготовления ПТШ на GaAs, при котором для создания НЗ ПТШ и нормально открытых (НО) ПТШ с хорошей регулировкой напряжения отсечки на эпитаксиальной структуре GaAs формируют омические контакты на стоковой и истоковой областях на основе металлизации Au-Ge/Ni, мезауглубление в канале путем нанесения защитного слоя, вскрытия окон с помощью фотолитографии, локального анодного окисления подзатворной области и последующего химического травления полученного анодного окисла и затем нанесения металлизации затвора на основе Au. Однако, недостатками этого способа являются сложность технологии, невозможность прецизионного контроля уменьшения толщины слоя GaAs при анодном окислении и последующем стравливании окисла и зависимость этих процессов от геометрии затвора, большой разброс толщины активного слоя GaAs под затвором по площади структур из-за неравномерности анодного окисления эпитаксиального слоя вследствие большого разброса падения напряжения формовки по площади структуры, что снижает процент выхода годных приборов, нетермостабильность металлизации затвора на основе Au, из-за присутствия низкотемпературной эвтектики Au-Ga.

Упрощения технологии изготовления, повышения термостабильности и увеличения процента выхода годных приборов можно достигнуть включением в технологию ИФО следующим образом: известный способ изготовления ПТШ на GaAs включает формирование на эпитаксиальной структуре GaAs омических контактов к областям стока и истока и электрода затвора на канальной области, последний формируется последовательным нанесением сплава Pt-W или Pd-W и слоя Au или Al, после чего со стороны подложки подвергается ИФО. Используемый сплав содержит 30-90 ат.% Pt или Pd и 10-70 ат.% W. ИФО проводим в интервале мощностей облучения 10-100 Вт/см в течение 0,5-3,0 с на воздухе или в инертной среде.

Сущность метода заключается в том, что в процессе импульсной фотонной обработки в указанных диапазонах мощностей и времени облучения,

происходит фазовое расслоение сплава и образование интерметаллических соединений Pt или Pd с компонентами эпитаксиального GaAs. Глубина залегания этих соединений и определяет толщину остаточного активного слоя GaAs. При изготовлении ПТШ на GaAs для контролируемого утоньшения активного слоя под затвором процесс ИФО ранее не применялся.

Выбор диапазонов, мощностей и времени облучения обусловлены тем, что: ниже 10 Вт/см^2 - неэффективно происходит фазовое расслоение сплава и образование интерметаллических соединений Pt или Pd с компонентами эпитаксиального GaAs, выше 100 Вт/см^2 - происходит деградация параметров ПТШ, менее 0,5 с - неэффективно происходит расслоение сплава, более 3,0 с - происходит значительная деградация электрических параметров ПТШ.

Углубление затвора является следствием реакционно-диффузионных процессов, определяющимися температурой и временем обработки образцов. Во время фотонного отжига происходит возбуждение электронной подсистемы кристалла, вызванное фотонным поглощением. Из-за того, что образец освещается со стороны подложки, прошедший сквозь кристалл свет поглощается на переходе металл-полупроводник, что приводит к ослаблению химических связей и стимулирует реакционно-диффузионные процессы.

Рассмотрим конкретный пример. На эпитаксиальных структурах GaAs САГИС-2,5Н ЭТО 035. 161 ТУ с концентрацией носителей тока $n=(1.0-1.4)\times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, ориентацией поверхности (100) формировали омические контакты на основе Au-Ge/Ni. После вскрытия окон, методом фотолитографии, длиной 1 мкм, шириной 100 мкм, наносили сплав Pt-W с соотношением в ат.% 80:20 с помощью реактивного распыления, на установке УРМЗ. 279.013 при давлении $6,6\times 10^{-2} \text{ Па}$, напряжении мишени - 3 кВ, токе мишени - 30 мА. Толщина пленки сплава составляла 0.20 мкм. Без разгерметизации камеры на поверхность сплава наносили слой Au толщиной 0.10 мкм методом термического испарения. Методом "взрывной фотолитографии" удаляли напыленную металлизацию, кроме области затвора. Полученные образцы помещали в установку

импульсной фотонной обработки, где проводили отжиг в течение 1.5 с при мощности облучения 70 Вт/см^2 , при этом глубина проникновения затвора после данного фотонного отжига, измеренная методами Оже-спектроскопии, Вольт-Фарадных и Вольт-Амперных характеристик, составила 0.12 мкм.

Полученный транзистор являлся нормально закрытым, поскольку при подаче на затвор отрицательных напряжений управление не происходило. Основные электрические параметры полученного НЗ ПТШ следующие: крутизна $\beta = 4 \text{ мОм}$, максимальное напряжение на затворе $U_m=0.6 \text{ В}$, ток насыщения при $U_m = 0,6 \text{ В}$, $I_m= 1.5 \text{ мА}$, напряжение насыщения $U_n = 0.5 \text{ В}$, напряжение открывания $U_0 =0.1 \text{ В}$.

Для получения НО ПТШ на GaAs т.е. работающего в режиме обеднения, следует использовать сплав, содержащий 40 ат.% Pt, о мощность облучения 70 Вт/см^2 , время облучения – 1.8 с; при этом глубина проникновения затвора составляла 0.04 мкм. Основные электрические параметры полученного НО ПТШ той же геометрии, как НЗ ПТШ, следующие: крутизна $\beta = 10 \text{ мОм}$, ток насыщения $I_n=15 \text{ мА}$, напряжение насыщения $U_n=1.2 \text{ В}$, напряжение запираения $U_3=-2 \text{ В}$.

Полученные экспериментальные результаты измерения глубины проникновения затвора для разного содержания Pt в сплаве при разных мощностях облучения и времени отжига на воздухе приведены в таблице 5.2.

Технико-экономическая эффективность от использования данного способа заключается в упрощении технологического процесса изготовления ПТШ. В данном способе не требуется нанесение защитного слоя во время анодирования, проведение процесса локального окисления методом анодирования и последующего удаления полученного окисла с целью уменьшения толщины активного подзатворного слоя GaAs.

Уменьшение количества трудно контролируемых операций утоньшения подзатворной области эпитаксиального слоя, уменьшает число неконтролируемых факторов, влияющих на параметры ПТШ, и тем самым

увеличивает их воспроизводимость, а, следовательно, и процент выхода годных.

Таблица 5.2.

содержание Pt в сплаве, в ат.%	Мощность излучения, Вт/см ²			
	100	70	40	10
90	<u>0.200*</u> 0.5	<u>0.150</u> 1.7	<u>0.150</u> 2.4	<u>0.080</u> 3.0
80	<u>0.120</u> 0.7	<u>0.120</u> 1.5	<u>0.120</u> 2.7	<u>0.200</u> 3.0
60	<u>0.065</u> 1.0	<u>0.060</u> 1.8	<u>0.060</u> 2.6	----
40	<u>0.040</u> 1.2	<u>0.040</u> 1.8	<u>0.030</u> 2.6	----
30	<u>0.020</u> 1.5	----	----	----

* В числителе указаны глубины проникновения затвора в мкм-ах, в знаменателе - время фотонного отжига, в секундах.

Утоньшение активного слоя GaAs с углублением затвора на основе сплава Pt-W или Pd-W с помощью импульсного фотонного отжига образцов обеспечивает: равномерный фронт реакционной диффузии контактирующих систем по площади пластин и от процесса к процессу, более совершенную границу раздела затвор - GaAs, что существенно повышает процент выхода годных. Кроме того, данный способ утоньшения активного слоя не зависит от геометрии затвора. Применение затвора на основе сплава Pt-W или Pd-W обеспечивает высокую термическую стабильность электрических параметров.

Предлагаемый метод позволяет в едином технологическом цикле ИФО, с использованием сплавов для затворов с различным %-ным содержанием

компонентов, получать как НЗ, так и НО ПТШ на GaAs при создании сверхвысокочастотных ИС.

5.3. Радиационно-фотонные и радиационно-термические процессы в технологиях полупроводниковой электроники [159,160,167-169].

Как известно [4,5,47], альтернативой термического отжига являются не только импульсный лазерный или ламповый отжиг, но и отжиг осуществляемый низко энергетическими (\sim кэВ) электронами. Оказалось, что и высоко энергетические частицы способные создавать РД в полупроводниках, при малых дозах облучения могут обеспечить “отжиг” структурных дефектов как бы “очищая” кристалл от них и заметно улучшать характеристики полупроводниковых материалов, структур и приборов на их основе.

От степени совершенства полупроводникового материала, используемого в технологиях электроники (особенно в нанотехнологиях), во многом зависит качество, надежность и процент выхода годных изделий. Несмотря на значительный прогресс в технологиях выращивания монокристаллических и эпитаксиальных пленок, их качество все еще далек от совершенства. Традиционные технологии, основанные на длительные высокотемпературные процессы не справляются с данной проблемой, т.к. после них в кристалле остается большое количество “генетических” т.е. ростовых дефектов. Ключ к решению данной проблемы лежит в использовании нетрадиционных методов, основанных на низкотемпературных фото- и радиационно-стимулированных процессах. Они, по сравнению с традиционными, имеют ряд преимуществ. В первую очередь отметим возможность очистки кристалла от “генетических” дефектов при относительно низких температурах. Обратимость процесса и возможность его использования на любом этапе технологического цикла (из-за высокой проникающей способности) создания полупроводниковых приборов. Опыты показали, что радиационная технология позволяет управляемо менять

электрофизические и оптические свойства полупроводниковых материалов и структур [170-174].

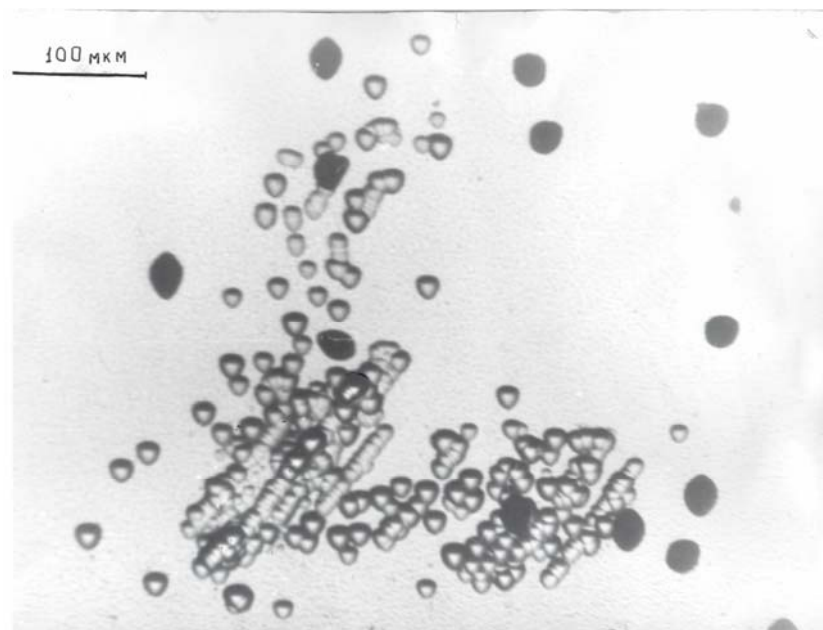
Ниже приведены результаты ряда исследований применения радиационно-фотонных (РФП) и радиационно-термических процессов (РТП) в технологиях электроники.

а) Были проведены исследования влияния электронного облучения (ЗМЭВ) малыми дозами (10^{12} - 10^{14} см⁻²) на структурные совершенства эпитаксиальных пленок Si (КЭФ-0.7) и GaAs ($n \approx 10^{15}$ см⁻³). Толщина эпитаксиальных пленок составляла 10-16 мкм. После электронного облучения проводился импульсный фотонный или термически отжиг. Изохронный термический отжиг проводился в печи в течение 15 мин, в инертной среде, в интервале температур 300-500 К. Импульсный фотонный отжиг – на установках УИФО. Измерялось удельное поверхностное сопротивление кристаллов. Визуально, с помощью микроскопа, контролировалось качество и однородность структурного совершенства (дефектность) по пластине, наблюдая за дислокационными ямами, выявленными химической обработкой.

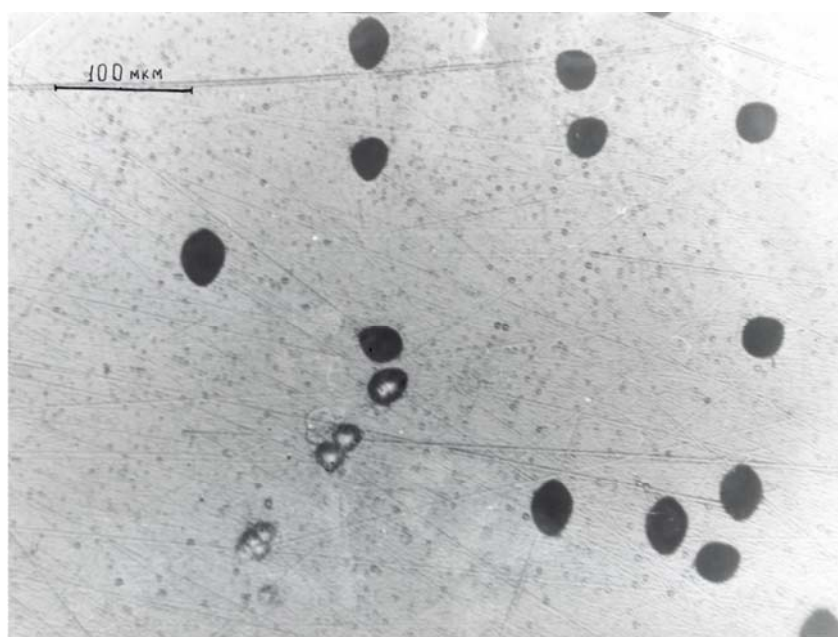
На рис 5.2. показана карта распределения значений поверхностного удельного сопротивления Si, в единицах Ом.см, до и после проведения РФП. Как видно из рис. 5.2а. значения удельного сопротивления меняются в пределах 0.56-0.80 Ом.см (т.е. 0.68 ± 0.12 Ом.см), что означает отклонение от среднего значения на 18%. После проведения РФП увеличилась равномерность распределения измеряемого параметра и отклонение от среднего значения (0.64 ± 0.03 Ом.см) составило ~ 5%.

Визуальные наблюдения за структурным совершенством эпитаксиальных структур Si и GaAs выявили скопления крупных нарушений на исходных образцах (фото 5.1 а и б). Нарушения такого типа характерны для периферической части структур, вместе с тем, в центральной части пластин нарушений гораздо меньше. После проведения РФП картина резко меняется – большинство дефектов исчезает (фото 5.1 а и б). Исключение составляют

крупные нарушения, которые могут служить стоками для простых дефектов при проведении РФП (Отметим, что аналогично влияет и РТП). Наблюдаемые

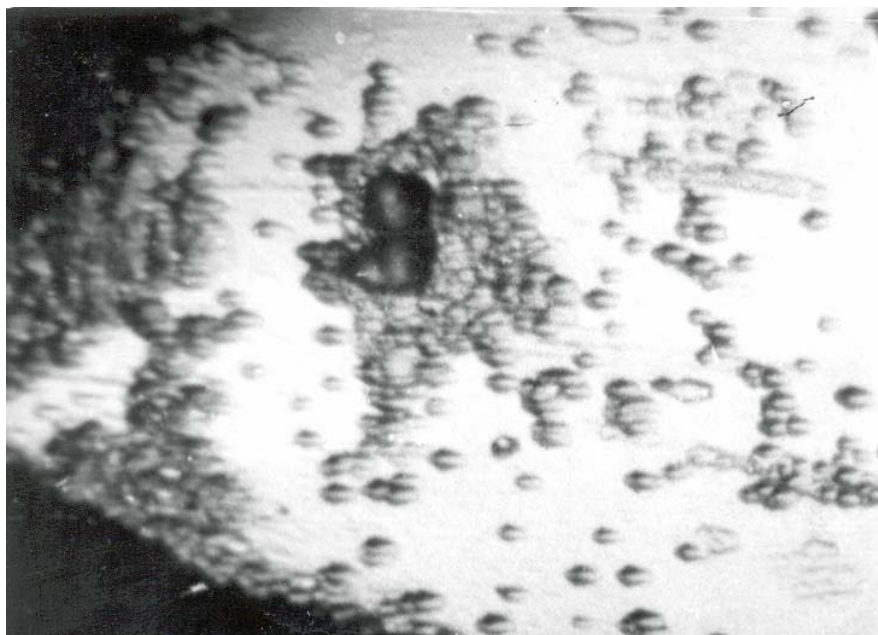


а)



б)

Фото 5.1. Участок поверхности эпитаксиального Si до (а) и после (б) РФП (масштаб: 2 см – 100мкм).



а)



б)

Фото 5.2. Участок поверхности эпитаксиального GaAs до (а) и после (б) РФП (масштаб: 2 см – 100мкм).

на фотоснимках черные пятна, которые проявляются в Si после химического травления, представляют собой кислородно-кремниевые кластеры. Показанный на фотоснимках эффект очистки кристалла от дефектов с помощью РФП или РТП, показывает причину наблюдаемого улучшения электрофизических параметров эпитаксиальных структур.

Хотя РФП или РТП являются универсальными, и они пригодны для любых кристаллических материалов, при их использовании в конкретных технологиях, условия и режимы обработки подбираются индивидуально и являются технологическим “know how”.

Таблица 5.3

№ партии	ИС (ТТЛШ)	ПВГМ контрольной партии, в (%)	ПВГМ после РФП, в (%)	увеличение ПВГМ, на (%)
1	К555/533 ИД1	43.35	47,36	4.01
2	К555/533 ЛЕ1	53.38	57.98	4.60
3	К555/533 ЛЕ1	37.3	42.1	4.8
4	К555/533 ЛЕ1	53.0	56.0	3.0
5	К555/533 ТВ9	39.0	45.0	6.0

На основе проведенных исследований были разработаны режимы проведения РФП и опробованы в технологии создания интегральных схем серии К555/533 (ТТЛШ). После применения РФП (Таблица 5.3) процент выхода годных микросхем (ПВГМ) увеличился на 4-6% (при имеющемся на том этапе 35-55%).

б) Рассмотрим результаты исследований влияния РФП и РТП на свойства светоизлучающих структур (СИС) на основе GaAlAs (красного свечения) и GaP (зеленого и желтого свечения).

Кристаллы красного свечения представляли собой гетероструктуры $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ (ЭСАГА 49-1, ЭСАГА 49-11) полученные методом двойной жидкостной эпитаксии. Активной областью кристалла является эпитаксиальная пленка $p\text{-Ga}_{0.67}\text{Al}_{0.33}\text{As} \langle \text{Zn} \rangle$ с шириной запрещенной зоны $E_g=1.84$ эВ и концентрацией $p=5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Красное свечение является результатом наложения двух полос, связанных с переходами зона-зона и зона проводимости - уровни цинка. Светоизлучающие эпитаксиальные структуры зеленого (СФГ-600 З, СФГ-1000 З) и желтого (СФГ-600 Ж, СФГ-1000 Ж) свечения сформированы на основе GaP. Основным механизмом излучательной рекомбинации зеленого свечения является схлопывание экситона, связанного на изоэлектронной ловушке азота. Концентрация азота в активной области структуры порядка $N \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Желтое свечение является результатом смешивания красного и зеленого свечения с определенным соотношением интенсивностей этих полос. Красное свечение в GaP связано с "молекулярной" изоэлектронной ловушкой $\text{Zn}_{\text{Ga}}\text{-O}_p$. Основным механизмом красного свечения является захлопывание экситона, связанного на изоэлектронной ловушке $\text{Zn}_{\text{Ga}}\text{-O}_p$. Определенная доля излучения приходится на рекомбинацию свободных дырок с электронами, связанными на ловушке $\text{Zn}_{\text{Ga}}\text{-O}_p$. Концентрация этих изоэлектронных ловушек в структурах составляет $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Исследования влияния РФП или РТП на оптические и электрические свойства всех трех типов кристаллов происходило по одной схеме: подбирались по две партии каждого типа кристаллов (по 25 образцов из партии) примерно в два раза отличающиеся по силе света при рабочем токе $I=10$ мА: для GaAlAs они составляли $I_0 \approx 0.6$ мкд и 1.2 мкд, а для GaP - $I_0=0.15$ мкд и 0.30 мкд. Оценивались величины относительного изменения силы света после облучения электронами и после РФП или РТП: $\Delta I_p/I_0=(I_p-I_0)/I_0$; $\Delta I_\Phi/I_0=(I_\Phi-I_0)/I_0$ и $\Delta I_T/I_0=(I_T-I_0)/I_0$, где I_0 – сила

света до облучения электронами, I_p – тоже, после облучения электронами, I_ϕ – тоже, после РФП и I_T – тоже, после РТП.

Исследуемые образцы подвергались облучению быстрыми электронами с энергией 3МэВ в диапазоне доз 10^{12} - 10^{14} см⁻². Интенсивность потока электронов составляла 6×10^{11} см⁻².с⁻¹, при этом температура образцов не превышала 320К. Последующий отжиг проводился импульсами фотонов галогенных ламп (УИФО) или термически в печи в среде азота в течение 15 мин. При этом температура не превышала 670К.

До и после облучения электронами и после каждого отжига, снимались спектры излучения (электролюминесценция) и Вольт-Амперные характеристики, измерялась сила света при постоянном токе ($I=10$ мА).

Отметим, что облучение электронами, РФП и РТП в условиях эксперимента не влияют на форму и энергетическое положение основных полос излучения СИС. Без изменения остаются и Вольт-Амперные характеристики, следовательно, и коэффициент инжекции светодиода.

Исследования показали, что заметное увеличение силы света наблюдается уже непосредственно после облучения электронами (Таблица 5.4). Причем в образцах I группы этот эффект сильнее выражен, однако в результате отжига процент нарастания силы света в обеих группах выравнивается.

Последующее повышение температуры отжига приводит к понижению силы света. Из таблицы видно, что для улучшения характеристик СИС большое значение имеет подбор режимов отжигов.

Если даже предположить, что во всех трех типах СИС РД играют роль излучательных центров, то применяемые интегральные потоки радиации, и, следовательно, концентрации РД настолько малы, что они не способны заметно влиять на изменение силы света. Следовательно, остается предположить, что наблюдаемый эффект является результатом уменьшения концентрации центров безизлучательной рекомбинации и сопровождающего инфракрасного

излучения (дислокации, преципитаты примесных атомов, комплексы с участием вакансии) с глубокими уровнями [175], имеющих сечение рассеяния на несколько порядков превосходящие сечения рассеяния, центров основного излучения, соответствующим мелким уровням. Поэтому, применяемые малые интегральные потоки радиации оказались эффективными, что привело к увеличению силы света СИС.

Таблица 5.4.

тип СИС (цвет)	I_0 , мканд.	Φ , эл/см ²	$\Delta I_P/I_0$, (%)	T , К	$\Delta I_T/I_0$, (%)	$\Delta I_\Phi/I_0$, (%)
GaAlAs<Zn> (КРАСНЫЙ)	0,6	$4 \cdot 10^{12}$	43	420	30	33
	0,7	$8 \cdot 10^{12}$	15	520	55	56
	1,2	$4 \cdot 10^{12}$	12	520	37	33
	1,3	$1 \cdot 10^{13}$	-10	420	0	3
GaP<N> (ЗЕЛЕННЫЙ)	0,15	$4 \cdot 10^{12}$	50	420	70	70
	0,15	$1 \cdot 10^{13}$	15	420	7	9
	0,30	$4 \cdot 10^{12}$	10	420	33	35
	0,30	$8 \cdot 10^{13}$	-30	420	-20	-18
GaP<N,Zn,O> (ЖЕЛТЫЙ)	0,15	$4 \cdot 10^{12}$	42	420	65	65
	0,15	$1 \cdot 10^{13}$	20	420	0	2
	0,30	$4 \cdot 10^{12}$	10	420	35	37
	0,30	$8 \cdot 10^{13}$	-25	420	-20	-19

I_0 , I_P , I_Φ , I_T - сила света СИС до облучения электронами, после облучения электронами, после РФП и после РТП, соответственно; T - температура РТП; Φ - доза радиации.

Для объяснения результатов вышеприведенных экспериментов надо исходить из следующих соображений. При облучении кристалла высокоэнергетическими частицами (энергия выше энергии дефектообразования) идет два процесса: накопление неравновесных РД (переход кристалла в более неравновесное состояние) и стимулирование реакции залечивания "замороженных" собственных дефектов (стремление

кристалла к равновесию). В начале облучения, при малых дозах, когда концентрация созданных РД мала и взаимодействие с "замороженными" дефектами превалирует над их взаимодействием между собой, происходит залечивание собственных дефектов за счет радиационно-стимулированной диффузии и аннигиляции (или собирания на стоках) и, как следствие, кристалл очищается от них. В результате наблюдается улучшение параметров полупроводника. Поскольку температуры при отжигах не превышает 670 К, что значительно меньше температур технологии выращивания кристаллов, то после отжигов кристалл остается в более равновесном состоянии.

Процесс можно представить по следующей схеме: во время облучения создаются РД, кристаллу передается дополнительная энергия, идет радиационно-стимулированная диффузия, система стремится к равновесию, последующий отжиг (возбуждение электронной подсистемы кристалла) продолжает этот процесс, идет аннигиляция дефектов или собирание их на стоках - кристалл очищается от дефектов.

Таким образом, показано, что относительно низкотемпературные радиационно-стимулированные процессы можно успешно применить для улучшения степени однородности кристаллов, и, следовательно, их параметров. Указанные процессы универсальны, поскольку при подборе соответствующих режимов, их можно применить ко всем полупроводниковым материалам и структурам, следовательно, и в технологии производства полупроводниковой электроники в целом.

Исходя из вышеизложенного можно сделать общее заключение, что использование ИФО в технологиях полупроводниковой электроники дает ряд преимуществ над традиционными ТО:

1. значительно снижает температуру нагрева и длительность (энергоемкость) проведения технологических процессов;
2. позволяет провести технологические процессы на воздухе, вместо вакуума или инертной среды;

3. очищает кристалл от “генетических”, ростовых или других дефектов;

Отсюда, как следствие, получаем результаты, не достигаемые традиционными высокотемпературными термическими методами, такие как:

- высококачественные омические контакты с зеркальной поверхностью;
- сверхтонкие совершенные легированные слой и p-n переходы с резкими переходами, в том числе на диэлектрических подложках;
- совершенные монокристаллические слой с концентрацией примеси превышающей термодинамически равновесный предел растворимости.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЯ

- Предложена модель атермического ионизационного механизма ИФО полупроводниковых материалов с преимущественно ковалентной связью, базирующиеся на электронном механизме плавления.
- предложен новый подход определения критической концентраций антисвязывающих квазичастиц ($n_{кр}$), при превышении которой происходит плавление полупроводника: антисвязывающая квазичастица ослабляет связи в области ее делокализаций, размерами порядка ее дебройлеской длине волны.
- критической является такая концентрация, при которой в сферическом объеме диаметром равной де-бройлеской длине волны квазичастицы, соответствующей температуре плавления полупроводника $\lambda_D(T_{пл})$ находится хотя бы одна антисвязывающая квазичастица;
- При $\Delta n < n_{кр}$ процесс рекристаллизации аморфизированного GaAs лазерными импульсами проходит через зарождение поликристаллических зародышей, не зависит от начальной температуры образца, и может зависеть от количества импульсов.
- Лазерный отжиг аморфизированного GaAs при $\Delta n \geq n_{кр}$ приводит к полной рекристаллизации и не зависит от начальной температуры образца.
- Процесс лазерного отжига РД и активации внедренной примеси в частично разупорядоченном или аморфизированном Si слабее зависит от начальной температуры, чем предусмотрено по термической модели.
- При $\Delta n < n_{кр}$ ЛО точечных РД в GaAs, приводит к частичному отжигу и перестройке дефектов в менее термостойкие (типа $E3\beta$).

- За возникновение в эпитаксиальных пленках КНС структур механических напряжений, ответственными являются не точечные дефекты, а крупные нарушения.
- Лазерный или широкоспектральный ламповый отжиг КНС структур приводит к отжигу генетических дефектов, принципиально невозможному термически.
- Предложен низкотемпературный метод снятия механических напряжений и улучшения электрофизических свойств КНС структур на основе ИФО.
- ИФО обеспечивает эффективный отжиг РД в тугоплавком SiC при значительно низких температурах (1100 К), чем термоотжиг (1600 К).
- Определяющим фактором плавления поверхностного слоя (на примере GaAs) является достижение $n_{кр}$.
- Процесс ИФО, в условиях экспериментов, является более эффективным, чем традиционный термический отжиг.
- Селективное поглощение фотонов на РД, в процессе ИФО, значительно увеличивает эффективность отжига.
- Процесс ИФО, с широким спектральным излучением ламп, наиболее эффективен, когда, в условиях эксперимента, одновременно происходит, как генерация светом антисвязывающих квазичастиц ($\Delta n < n_{кр}$), так и селективное поглощение на РД.
- Показана возможность низкотемпературного фотостимулированного формирования контактов для нормально закрытых и нормально открытых полевых транзисторов с барьером Шоттки на GaAs.
- Показана возможность низкотемпературного формирования подконтактных легированных областей и омических контактов на полупроводниковых материалах и структурах GaAs, GaP, GaAlAs, с помощью ИФО.
- Показана возможность низкотемпературного фотостимулированного формирования изолирующих p^+ , n^+ областей на GaAs.

- Показана возможность фотостимулированной диффузии примеси (из неограниченного источника), отжига постимплантационных дефектов, рекристаллизации, активации примеси (ограниченный источник) для формирования *p-n* переходов на GaAs, Si, SiC, GaP.
- Показана возможность “очистки” полупроводниковых материалов и структур (Si, GaAs, GaAlAs, GaP) от генетических дефектов.
- Созданы оригинальные установки ИФО полупроводниковых материалов и структур, обеспечивающие выбор длительности, интенсивности, температуры, спектрального состава, среды (вакуум, инертная среда, воздух) и геометрии облучения.

В заключение, считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность моим учителям: первому научному руководителю, профессору А.Б.Герасимову, моему научному консультанту профессору Н.Д.Долидзе, профессорам Б.Е.Цеквава и А.П.Бибилашвили, доценту Г.Л.Эристави, вместе с которыми я трудился и многому научился от них. Выражаю глубокую признательность всем моим коллегам и друзьям, с которыми я имею счастье трудиться почти 30 лет, и надеюсь, оно продлится еще многие годы.

Список работ опубликованных по теме диссертации

1. Чиковани Н.Д., Бибилашвили А.П., Джибути З.В., Чопозов Л.Г., Гвердцители И.Г., Герасимов А.Б., Мочалов А.И. Способ изготовления полевого транзистора с барьером Шоттки на арсениде Галлия. // Положительное решение на заявку № 4695751/25 от 24.04.1986.
2. Л.Н. Горгадзе, Н.Г. Гочалеишвили З.В. Джибути, Р.Э. Казаров, Ш.И. Хачидзе. Влияние лазерного облучения на электрофизические параметры КНС структур. // Тезисы докладов VI республиканская конференция по вопросам микроэлектроники. Тбилиси. 1987. 9-10.
3. З.В. Джибути, М.А. Куправа, Н.С. Сихуашвили, Ш.Н. Хачидзе, Г.Д. Чирадзе. Влияние импульсной фотонной обработки на механические свойства КНС структур. // Тезисы докладов VI республиканская конференция по вопросам микроэлектроники. Тбилиси. 1987. 13-14.
4. А.Б.Герасимов, М.К.Гоготишвили, З.В.Джибути, Б.М.Коноваленко. О механизме перестройки комплексов в полупроводниках. // ФТП, 22, вып.5, 920-22, 1988.
5. I.G.Gverdciteli, A.B.Gerasimov, Z.G.Gogua, Z.V.Dzhibuti, M.G.Pkhakadze. Physical principles of athermic processes in the microelectronic technology. // Intern. Conf. of Microelectronics. Bratislava. 1989, p. 36-37.
6. З.В.Джибути, М.А.Куправа, Т.Е.Мелкадзе, М.Г.Цава, Г.М.Чкареули. Атермический механизм фотостимулированной диффузии в полупроводниках. // Тез. докл VII национальной научн.- техн. конференции с международным участием. «Микроэлектроника 90». Варна, 1990, с. 8-9.
7. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе. Низкотемпературный лазерный отжиг дефектов, ответственных за инфракрасное поглощение в арсениде галлия. // Письма в

- ЖТФ, 1991, т.17, в.5, 41-44.
8. А.Б.Герасимов, З.В.Джибути, М.А.Куправа, М.Г.Пхакадзе. Механизм низкотемпературного лазерного отжига полупроводников. // Сообщ. АН ГССР, 1992, том 145, вып. 1, 67-70.
 9. Г.И.Годердзишвили, З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, М.А.Куправа. Формирование омических контактов к светоизлучающим структурам с помощью импульсно-фотонной обработки. // Тр. Грузинского технического университета, 1993, N 6 (399), 38-40.
 10. N.Dolidze, G.Eristavi, Z.Jibuti, M.Gogotishvili, K.Kasparyan, M.Merabishvili, G.Narsia, A.Shillo. Investigation of radiation-stimulated processes and their implementation in solid-state electronics. // Georgian symposium for project development and conversion, May 15-18, (collection of reports), Tbilisi, 1995, p.96-99.
 11. N.Dolidze, Z.Jibuti, M.Pkhakadze, G.Narsia, G.Sioridze and G.Eristavi. Investigation of radiation-stimulated processes and their implementation in optoelectronics. III international workshop - Expert Evaluation and control of compound semiconductor materials and Technologies (EXMATEC-96), Germany, Friburg, 1996, May 12-15, P7.
 12. N.Dolidze, Z.Jibuti, G.Eristavi, G.Kalandadze, M. Ksaverieva. Implementation of radiation-stimulated diffusion processes in the technology of GaAs IC production. III international workshop - Expert Evaluation and control of compound semiconductor materials and Technologies (EXMATEC-96), Germany, Friburg, 1996, May 12-15, P8.
 13. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, Г.Ш.Нарсия, Г.Л.Эристава. О возможности понижения температур отжига радиационных дефектов в имплантированном ионами карбиде кремния. Письма в ЖТФ, 23,19,1997.
Z. V. Dzhibuti, N. D. Dolidze, G. Sh. Narsiya, and G. L. Éristavi.
Possible method of reducing annealing temperatures of radiation defects

- in ion-implanted silicon carbide. // *Technical Physics Letters*, 1997, v. 23, Is. 10, 746-747.
14. N.Dolidze, G.Eristavi, Z.Jibuti, G.Narsia, K.Kasparyan, L.Koptonashvili. INVESTIGATION OF SMALL DOSE RADIATION STIMULATED PROCESSES IN SEMICONDUCTOR MATERIALS AND STRUCTURES. *Bulletin of the Georgian Academy of Sciences*, 158, N1, 50-53, 1998.
 15. N.Dolidze, G.Eristavi, Z.Jibuti, M.Pkhakadze, S.Avsarkisov, M.Merabishvili. INVESTIGATE OF PHOTO-STIMULATED DIFFUSION PROCESSES IN III-V SEMICONDUCTORS. *Bulletin of the Georgian Academy of Sciences*, v.159, N2, 219-222, 1999.
 16. Eristavi G.L., Dolidze N.D., Jibuti Z.V. METHOD of INCREASE THE LUMINOUS INTENSITY OF OPTOELECTRONIC EMITTING STRUCTURES BY RADIATION-THERMAL TREATMENT. // *Georgian Engineering News*, N4, 77-79, 1999.
 17. Jibuti Z.V., Dolidze N.D., Eristavi G.L. LOW TEMPERATURE PHOTOSTIMULATED METHOD OF FORMATION OF P-N JUNCTIONS ON SILICON CARBIDE. // *Georgian Engineering News*, N4, 80-82, 1999.
 18. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе. О возможной пространственной ориентации радиационного дефекта, ответственного за полосу ИК поглощения 1,0 эВ в арсениде галлия. // *Письма в ЖТФ*, т.26, в.17, 76-80, 2000.
Z. V. Dzhibuti and N. D. Dolidze. On the Possible Spatial Orientation of a Radiation-Induced Defect Responsible for the 1.0-eV IR Absorption Band in Gallium Arsenide. // *Technical Physics Letters*, 2000, v. 26, Is. 9. 789-790.
 19. Dolidze N.D., Goderdzishvili G.I., Jibuti Z.V., Eristavi G.L. FORMATION OF OHMIC CONTACTS TO LIGHT-EMITTING STRUCTURES BY THE METHOD OF PULSE - PHOTON TREATMENT. // *Georgian Engineering News*, N1, 35-37, 2000.
 20. N.Dolidze, Z.Jibuti, G Cholokashvili, I.Shiriapov. Investigation of an

Impurity Photoconductivity in GaAs Irradiated by the Accelerated Electrons at Temperature $T=77K$. // Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, v.162,N1, 60-62, 2000.

21. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе. К свойствам радиационного дефекта, ответственного за полосу ИК-поглощения 1.0 eV в арсениде галлия. // Письма в ЖТФ, т.27,в.23, 56-59,2001.

Z. V. Dzhibuti and N. D. Dolidze On the Properties of a Radiation-Induced Defect Responsible for the 1.0-eV IR Absorption Band in Gallium Arsenide. // Technical Physics Letters, December 2001, v 27, Issue 12, 1008-1009.

22. N.Dolidze, Z.Jibuti, G.Eristavi. B.Tsekvava. Charge State of Radiation Defects Created by an Electron Radiation in GaAs. // Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, v.166,N3, 259-262, 2002.

23. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, Б.Е.Цеквава, Г.Л.Эристава. Влияние нейтронного облучения на экситонное поглощение в арсениде галлия. // Письма в ЖТФ, т.29, в.13, 2003. 26-30.

Z. V. Jibuti, N. D. Dolidze, B. E. Tsekvava, and G. L. Eristavi. The Effect of Neutron Irradiation on the Exciton Absorption in Gallium Arsenide. // Technical Physics Letters, 2003, v 29, Is. 7, 540-541.

24. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, Г.Л.Эристава, Т.Н.Бахия, В.С.Авсаркисова-Сидамонидзе. Влияние нейтронного и электронного облучения на механические свойства арсенида галлия. // Труды IV международной научно-технической конференции “Микроэлектронные преобразователи и приборы на их основе”. МЭПП-2003, Баку-Сумгаит, 203-204.

25. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, М.А.Куправа, М.Г.Пхакадзе. Исследование механизма импульсного-фотонного отжига радиационных дефектов в кремнии. // Труды IV международной научно-технической конференции “Микроэлектронные преобразователи и приборы на их основе”. МЭПП-2003, Баку-Сумгаит, 206-207.

26. А.П.Бибилашвили, А.Б.Герасимов, З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, Р.Э.Казаров, М.А.Куправа. О возможности понижения температур процессов в технологии изготовления полупроводниковых приборов на основе SiC. // Труды IV международной научно-технической конференции “Микроэлектронные преобразователи и приборы на их основе”. МЭПП-2003, Баку-Сумгаит, 80-81.
27. Z.Jibuti, N.Dolidze, M.Pkhakadze, M.Kuprava, N.Sikhuashvili, I.Shiryapov. Pulse-photon annealing implanted by ions Ar⁺ silicon. Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, v.170, N1 , 2004.
28. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, Н.Сихуашвили, Г.Л.Эристави. Влияние нейтронного облучения на микротвердость арсенида галлия, // Письма в ЖТФ, т.30, в.17, 45-47, 2004.
- Z. V. Jibuti, N. D. Dolidze, N. Sikhuashvili, and G. L. Eristavi. The Effect of Neutron Irradiation on the Microhardness of Gallium Arsenide. // Technical Physics Letters, September 2004, v. 30, Is. 9, 730-731.
29. N.Dolidze, Z.Jibuti, M.Pkhakadze, N.Sikhuashvili. Low-temperature laser annealing of radiation defects in n-GaAs. Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, v.169, N3 , 2004, 488-490.
30. N. D. Dolidze, Jibuti Z. V., Mordkovich V.N. and Tsekvava B. E. On the Electron Mechanism of Melting of Semiconductors. // Georgian Engineering News, N4, 84-87, 2005.
31. С.А.Авсаркисов, З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе и Б.Цеквава “Низкотемпературная кристаллизация аморфного кремния стимулированного лазерным излучением”. // Письма в ЖТФ, 2006, т.32, в.6, 55-60.
- S. A. Avsarkisov, Z. V. Jibuti, N. D. Dolidze*, and B. E. Tsekvava. Laser Stimulated Low-Temperature Crystallization of Amorphous Silicon. // Technical Physics Letters, 2006, v. 32.

Литература

1. И.Б.Хайбулин, М.М.Зарипов, Е.И.Штырков, М.Ф.Галаяутдинов, Р.М.Баязитов. Способ легирования полупроводников. // Авт. свид. № 504435 (СССР), 1974.
2. И.Б.Хайбулин, Е.И.Штырков, М.М.Зарипов, М.Ф.Галаяутдинов, Р.М.Баязитов. Отжиг ионно-легированных слоев под действием лазерного излучения. // Казань, 1974, Деп. в ВИНТИ, 6 июля 1974, № 2061-74 Деп.
3. Г.А.Качурин, Н.Б.Придачин, Л.С.Смирнов. Отжиг радиационных дефектов импульсным лазерным облучением. // ФТП, 1975, т.9, вып. 7, с. 1428-1429.
4. А.В.Двуреченский, Г.А.Качурин, Е.В.Нидаев, Л.С.Смирнов. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. //Москва, изд. «Наука», 1982, 206с.
5. И.Б. Хайбуллин. Физические основы лазерного отжига полупроводников. // В кн. Материалы полупроводниковой электроники. Ленинград,1984, с.52-98.
6. Х.Риссел, Н.Круге. Ионная имплантация. // Москва, изд. «Наука», 1983, 360 с.
7. Арсенид галлия в микроэлектронике. Под ред. Н.Айнспрука, У.Уисмена. // Москва, изд. «Мир», 1988, 555 с.
8. М.Шур. Современные приборы на основе арсенида галлия. // Москва, изд. «Мир», 1991, 632 с.
9. D.V.Lang. Review of Radiation-Induced Defects in III-V Compounds. // Inst. Phys. Conf. Ser. № 31, 1977, Chapter 1, p.70-94.
10. Foti G., Rimini E., Vitali G., Bertolotti M. Amorphous-polycrystal: Transition induced by laser pulse in self-ion implanted silicon. // Appl. Phys.,1977, vol. 14, p.189-191.
11. Bertolotti M., Vitali G., Rimini E., Foil G. Structure transitions in amorphous

- Si under laser irradiation. // J. Appl. Phys., 1979, vol. 51, N ,p. 259-265.
12. Vitali G., Bertolotti M., Stagni L. Laser induced structure changes in implanted semiconductors related to pulse shape. // In: Laser-Solid Interactions and Laser Processing, 1978. N.Y.: AIP, 1979, p.111-115.
 13. Качурин Г. А., Нидаев Е. В. Об эффективности отжига имплантированных слоев миллисекундными лазерными импульсами. // ФТП, 1977, т.11, вып. 10, с.2012- 2014.
 14. Sigmon T. W., Gibbons J. F. Crystallization of ion implanted silicon using a multiple pulse ruby laser. // In: Ion implantation: The second USA-USSR seminar, Puschino, 1979, p. 122-139.
 15. Батище С.А., Данилович Н.И., Демчук А.В. и др. Динамика перекристаллизации кремниевых слоев импульсным лазерным излучением миллисекундной длительности. // "Поверхность". (физика, химия, механика). 1988, вып.1, 115-123.
 16. Нидаев Е.В., Васильев А.Л. Эпитаксиальная кристаллизация аморфного кремния, стимулированная лазерным излучением. // ФТП, 1988, т.22, вып. 7, с.1190-1195.
 17. Romanov S. I., Kachurin G. A., Smirnov L. S. et al. Crystallization of ion-implanted silicon layers by the nanosecond laser pulses. // Radiat. Eff., 1980, vol. 48, N 1/4, p.191-194.
 18. Foti G., Rimini E., Bertolotti M., Vitali G. Amorphous thickness dependence in the transition to single crystal induced by laser pulse. // Phys.Lett., 1978, vol. 65A, N5-6, p.430-432.
 19. Foti G., Rimini E., Tseng W. S., Mayer J. W. Structure of crystallized layers by laser annealing of <100> and <111> self-implanted Si samples. // Appl. Phys., 1978, vol. 15, p. 365-369.
 20. Auston D. H., Surko C. M., Venkatesan T. N. C. et al. Time resolved reflectivity of ion-implanted silicon during laser annealing. // Appl.Phys.Lett.,

- 1978, vol. 33, N 5, p. 437-440.
21. Murakami K., Kawabe M., Gamo K. et al. Dynamic Behavior of Pulsed-laser Annealing in Ion-implanted Si: Measurement of the time dependent optical reflectance. – Phys. Lett., 1979, vol. 70A, №4, 332-334.
22. Gibson J. M., Tsu R. Evidence for partial solid-state regrowth during pulsed-laser annealing. // Appl. Phys. Lett., 1980, vol. 37, N 2, p. 197-200.
23. Баязитов Р.М., Ивлев Г.Д., Хайбулин И.Б., Малевич В.Л., Саинов Н.А. Модификация структуры и электрическая активация примеси при наносекундном лазерном отжиге имплантированного кремния. // ФТП, 1988, т.22, вып. 1, с.79-83.
24. Ивлев Г.Д., Романова Н.И. Кристаллизация аморфизированного слоя кремния при наносекундном воздействии лазерного излучения. // Поверхность. физика, химия, механика. 1989, №4, 145-147.
25. Баландин В.Ю., Двуреченский А.В., Александров Л.Н. Плазменный эффект при импульсном наносекундном отжиге аморфных слоев кремния. // Поверхность. физика, химия, механика. 1988, №7, 79-86.
26. Ивлев Г.Д., Гацкевич Е.И. Фазовые превращения, инициируемые в тонких слоях аморфного кремния наносекундным воздействием излучения эксимерного лазера. // ФТП, 2003, т.37, вып. 5, с.622- 628.
27. М.Д.Ефремов, В.А.Володин, С.А.Аржанникова и др. Влияние имплантации ионов фосфора на кристаллизацию пленок аморфного кремния при воздействии импульсов излучения эксимерного лазера. // Письма в ЖТФ, 2005, том.31, вып. 3, 86-94.
28. Якимкин В.Н., Ушаков В.В., Гиппиус А.А. и др. Лазерный отжиг имплантированного GaAs роль имплантированных дефектов. // ФТП, 1988, т.22, вып. 9, с.1563-1568.
29. Грибов Б.Г., Гусаков Г.М., Кодратова Т.Н. и др. Эволюция Электрофизических и структурных свойств *c*-GaAs при импульсном лазерном облучении. // Доклады АН

- СССР, 1990, т 314, №3, 618-621.
30. Sealy B.J. et al. Laser Annealing of Ion Implanted GaAs. // *Radiation Effects*, 1980, v.48, 121-124.
31. Г.А.Качурин, Е.В.Нидаев, В.В.Коньшев. Сравнительный анализ лазерного и термического отжигов кремния, имплантированного малыми дозами. // *ФТП*, 1978, т.12, вып. 10, с. 2062-2065.
32. Г.А.Качурин, Е.В.Нидаев. Лазерный отжиг точечных дефектов в кремнии и арсениде галлия. // *ФТП*, 1980, т.14, вып. 3, с. 424-427.
33. Г.А.Качурин, Е.В.Нидаев, Н.В.Данюшкина. Отжиг дефектов наносекундными лазерными импульсами после внедрения малых доз ионов. // *ФТП*, 1980, т.14, вып. 4, с. 656-666.
34. Wang J.C, Wood R.F., Pronko P.P. Theoretical analysis of thermal and mass transport in ion-implanted laser-annealed silicon. // *Appl. Phys.Lett.*, 1978, vol. 33, N 5, p. 455-458.
35. Hamer M.F., Cullis A.G., McCaughan D.V. et al. Laser and thermal annealing of ion-implanted p-type dopants in silicon. // In: *Laser and electron beam processing of materials*. N.Y.: Acad. Press, 1980, p.241-246.
36. Eisen F.H. Laser and electron beam annealing of GaAs. // In: *Laser and electron beam processing of materials*. N.Y.: Acad.Press, 1980, p.309-321.
37. Качурин Г.А., Нидаев Е.В. Laser annealing of radiation defects in low disordered layers. // In: *Proc. 1st Conf. IBMM. Br.*, 1978, p. 719-725.
38. Г.А.Качурин, Е.В.Нидаев, А.И.Попов. Исследование лазерного отжига радиационных дефектов методом емкостной спектроскопии. // *ФТП*, 1982, т.16, вып. 1, с. 22-26.
39. Muller J.C, Grab A., Grab J.J. et. al. Effects of laser pulses on virgin and heavily damaged silicon. // In: *Defects and radiation effects in semiconductors*, 1978. Bristol: London: Inst. Phys., 1979, p. 468-75.

40. Prussin S., Van der Ohe W. Laser annealing of low-fluence ion-implanted silicon. // *J. Appl. Phys.*, 1980, vol. 51, N 7, p. 3853-3859.
41. Brower K.L., Peercy P.C. EPR of laser-annealed, ion-implanted silicon. // In: *Laser and electron beam processing of materials*. N.Y.: Acad. Press, 1980, p.441-446.
42. Greenwald A.C., Kirkpatrick A.R., Little R.G., Minnucci J.A. Pulsed electron-beam annealing of ion-implantation damage. // *J. Appl. Phys.*, 1979, vol.50.N2, p. 783-787.
43. Е.В.Нидаев, Л.С.Смирнов, В.Ф.Стасть, С.П.Соловьев, В.А.Харченко. Поведение облученного нейтронами кремния при воздействии мощных лазерных импульсов. // *ФТП*, 1980, т.14, вып. 10, с. 1959-1963.
44. А.П.Долголенко, В.Н.Павлович. Резонансный лазерный отжиг радиационных дефектов. // *ФТП*, 1981, т.15, вып. 8, с.1603-1606.
45. В.В.Болотов, Н.Б.Придачин, Л.С.Смирнов. Лазерный отжиг дефектов, ответственных за дополнительное оптическое поглощение в облученном ионами арсениде галлия. // *ФТП*, 1976, т.10, вып. 3, с. 566-567.
46. S.R.Wilson, C.W.White, F.M.Young et al. // *Journal de Physique*, 41, №5, C4-91, 1980.
47. Хайбулин И.Б., Смирнов Л.С. Импульсный отжиг полупроводников, состояние, проблемы и нерешенные вопросы. // *ФТП*, 1985, т. 19, в.4, с. 569-591.
48. В.Н.Абакумов, И.Алферов, Ю.В.Ковальчук, Е.Л.Портной. К вопросу о механизмах лазерного отжига полупроводников. *ФТП*, 1983, т.17, в.12, с. 2224-2227.
49. J.A.Van Vecten, R.Tsu, F.W.Saris, D.Hoonhout. Reasons to believe pulsed laser annealing of Si does not involve simple thermal melting. // *Phys. Lett.*, 1979, vol. 74A, №6, p. 417-421.
50. J.A.Van Vecten, R.Tsu, F.W.Saris. Nonthermal pulsed laser annealing of Si: Plasma annealing. // *Phys. Lett.*, 1979, vol. 74A, №6, p. 422-426.

51. J.A. Van Vecten, A.D. Compaan. // Sol. St. Commun., 1981, 39, 867,
52. J.A. Van Vecten. In: Laser and Electron Beam Interactions with Solids (ed. by B.R. Appleton, G.K. Celler), 49, Elsevier, N.Y., 1982.
53. В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, С.Н. Молотков. Нетепловой механизм лазерного отжига полупроводников и образование сверхструктуры. // Микроэлектроника, 1983, т.12, вып. 6, с. 499-511.
54. Ю.В. Копаев, В.В. Меняйленко, С.Н. Молотков. Неравновесные фазовые переходы в ковалентных полупроводниках под воздействием лазерного излучения. // ФТТ, 1985, т. 27, в. 11, с. 3288-3294.
55. И.Г. Гвердцители, А.Б. Герасимов, М.Г. Пхакадзе, А.А. Церцвадзе. О возможном механизме фазового перехода твердое состояние-жидкость в ковалентных полупроводниках. // Сообщение АН ГССР, 115, №3, 1984, 513-515.
56. И.Г. Гвердцители, А. Герасимов, З.В. Джибути, М.Г. Пхакадзе. К механизму лазерного отжига полупроводников. // "Поверхность" (физика, химия, механика). 1985, вып.11, 132-133.
57. a.gerasimovi. naxevargamtaruli xelsawyoebis Seqmnis dabaltemperaturuli teqnologiis safuZvlebi. // Tbilisi. Tbilisis universitetis gamomcemloba. 2005. 236 gv.
58. Аладашвили Д.И., Адамия З.А., Ландовский К.Г. Метод измерения удельного сопротивления, исключая влияние контактов. // ПТЭ, 1988, в.6, 174-175.
59. С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. // М. Гос.изд. физ.-мат.лит. 1963, 494 стр.
60. Гигинеишвили А.В. Край фундаментального поглощения в некоторых сульфидах редкоземельных элементов и промежуточная валентность в тонких пленках моносульфидов самария и диспрозия. Автореферат на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Тбилиси, 1986.

61. Куправа М.А., Герасимов А.Б., Джибути З.В., Капанадзе Г.Р. Установка импульсной фотонной обработки материалов полупроводниковой электроники (УИФО-2). // Техническая информация, сер. Приборостроение ГрузНИИНТИ. Тбилиси, 1983, №3, с. 1-4.
62. Абашидзе Т.Ю., Герасимов А.Б., Джибути З.В., Капанадзе Г.Р., Келехсашвили Д.А., Куправа М.А. Установка импульсной фотонной обработки материалов твердотельной электроники (УИФО-3). // Техническая информация, сер. Приборостроение ГрузНИИНТИ. Тбилиси, 1988, №2 с. 1-5.
63. З.В.Джибути, М.А.Куправа, Б.Э.Цеквава. Расчет спектрального распределения потока фотонов ламп накаливания. // Тр. Грузинского технического университета, 1993, N 5 (396), 30-36.
64. Справочная книга по светотехнике: 1. Световые приборы и источники света. // Под ред. В.С.Кулебякина. М-а. Изд.АН СССР, 1956, 451 стр.
65. А.Г.Григорянц, А.А.Соколов. // Лазерная обработка неметаллических материалов. // Москва, изд.«Высшая школа»,1988, с.191.
66. Блинов Л. М., Вавилов В. С, Галкин Г. Н. Изменение оптических свойств и концентрации носителей заряда в Si и GaAs при интенсивном фотовозбуждении рубиновым ОКГ. // ФТП, 1967, т. 1, вып. 9, с.1341-1357.
67. Боброва Е.А., Вавилов В.С, Галкин Г.Н. Фотопроводимость и фотомагнитный эффект в германии при освещении его импульсами ОКГ. // ФТП, 1969, т. 3, вып. 8, с.1232-1237.
68. Вайткус Ю., Гривацкас В., Староста Ю. Электронно-дырочное рассеяние и рекомбинация неравновесных носителей заряда в кремнии при высоком уровне возбуждения. // ФТП, 1975, т. 9, вып. 7, с. 1339- 1344.
69. Зуев В. А., Литовченко В. Г., Глинчук К. Д. и др. Процессы рекомбинации носителей тока на поверхности Ge и Si при лазерном возбуждении. // ФТП. 1972, т. 6, вып. 10, с. 1936 -1944.

70. Блинов Л.М., Боброва Е.А., Вавилов В.С, Галкин Г.П. О рекомбинации неравновесных носителей заряда в кремнии при высоких уровнях фотовозбуждения. // ФТТ, 1967, т. 9, вып. 11, с. 3221-3228.
71. Smith J. Theory of raman Scattering in Solids. // Phys.Rev., 1971, vol. B3, № 12, p.4330-4337.
72. A.Yoffa. // Phys.Rev., B21, 477 (1980).
73. W.Dumke. // Phys.Lett., 78A, 477 (1980).
74. В.Н.Абакумов, И.Н.Ясевич. // ФТП, 11, 1302 (1977).
75. Д.З.Гарбузов, В.Б.Хафлин. // Тр. Всес. конф. по физике полупроводников, 1, 290, «ЭЛМ» Баку (1982).
76. M.Combeskote. Phys.Lett. 85A, 308 (1981).
77. В.Н.Абакумов, О.В.Зеленова, Ю.В.Ковальчук, Е.Л.Портной, В.В.Смирницкий, И.А.Соколов. Прямое наблюдение плавления полупроводника при импульсном лазерном отжиге. // Письма в ЖТФ, 1982, т.8, вып. 22, с. 1385-1388.
78. Ж.И.Алферов, В.Н.Абакумов, Ю.В.Ковальчук, Г.В.Островская, Е.Л.Портной, В.В.Смирницкий, И.А.Соколов. Интерференционный лазерный отжиг полупроводников. // ФТП, 1983, т. 17, вып. 2, с. 235-241.
79. Ж.И.Алферов, Ю.В.Ковальчук, Ю.В.Погорельский, О.В.Смольский, И.А.Соколов. Новый фазовый переход в Si и GaAs под действием пикосекундных лазерных импульсов. // Письма в ЖТФ, 1983, т.9, вып. 22, с. 1373-1376.
80. Ж.И.Алферов, Ю.В.Ковальчук, Ю.В.Погорельский, О.В.Смольский. Воздействие пикосекундных лазерных импульсов на Si и полупроводниковые соединения A^3B^5 . // Изв. АН СССР, сер. физическая, 1985, т.49, №6, 1069-1075.
81. В.Б.Голубков, З.В.Джибути, М.О.Мдивнишвили, Л.В.Мельник, Д.Н.Размадзе, А.А.Церцвадзе. Низкотемпературный лазерный отжиг радиационных дефектов в GaAs. // Тез.докл. IV респ. конф. мол. ученых и

специалистов по вопросам микроэлектроники и физики полупроводниковых приборов. Тбилиси, 1980, 151-152.

82. С.А.Авсаркисов, З.В.Джибути, Д.Н.Рехвиашвили, Низкотемпературный лазерный отжиг радиационных дефектов в GaAs. // Тез.докл. V респ. конф. мол. ученых и специалистов по вопросам микроэлектроники и физики полупроводниковых приборов. Тбилиси, 1983, 5-6.
83. Руденко К.В., Жук С.В., Громов Г.Г. Особенности лазерного отжига антимолибдита индия в среде жидкого азота. // ФТП, 1987, т. 21, вып. 10, с. 1750-1755.
84. Р.Балтрамеюнас, Р.Гашка, Э.Куокштис, Я.Синюс. Воздействие наносекундных лазерных импульсов на поверхность ионно-легированного кремния при низких температурах. // ФТП, 1987, т.21, вып. 12, с. 2219-2225.
85. Джибути З.В. Исследование свойств радиационных дефектов в GaAs и механизма их лазерного отжига. Автореферат на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Тбилиси, 1989.
86. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе. Низкотемпературный лазерный отжиг дефектов, ответственных за инфракрасное поглощение в арсениде галлия. // Письма в ЖТФ, 1991, т.17, в.5, 41-44.
87. А.Б.Герасимов, З.В.Джибути, М.А.Куправа, М.Г.Пхакадзе. Механизм низкотемпературного лазерного отжига полупроводников. // Сообщ. АН ГССР, 1992, том 145, вып. 1, 67-70.
88. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, Г.Ш.Нарсия, Г.Л.Эристави. О возможности понижения температур отжига радиационных дефектов в имплантированном ионами карбиде кремния. Письма в ЖТФ, 23,19,1997.
89. Jibuti Z.V., Dolidze N.D., Eristavi G.L. LOW TEMPERATURE PHOTOSTIMULATED METHOD OF FORMATION OF P-N JUNCTIONS ON SILICON CARBIDE. // Georgian Engineering News, N4, 80-82,1999.

90. N. Dolidze, Z. Jibuti, M. Pkhakadze, N. Sikhuashvili. Low-temperature laser annealing of radiation defects in n-GaAs. *Bulletin of the Georgian Academy of Sciences*, v.169, N3, 2004, 488-490.
91. J. Grun, C. K. Manka, C. A. Hoffman, J. R. Meyer, O. J. Glembocki, R. Kaplan, S. B. Qadri, E. F. Skelton, D. Donnelly and B. Covington. Athermal Annealing of Silicon // *Phys. Rev. Lett.* 1997, 78, 1584.
92. A. Rouse, C. Rischel, S. Fourmaux, I. Uschmann, S. Sebban, G. Grillon, Ph. Balcou, E. Forster, J.P. Geindre, P. Audebert, J.C. Gauthier & D. Hulin. Non-thermal melting in semiconductors measured at femtosecond resolution. // *Nature* (01 March 2001), v. **410**, 65 – 68.
93. Lo H., Compaan A. - *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 44, J6 24, p. 1604-1607.
94. Khaibullin I., Shtyrkov E., Zaripov M., Galjautdinov M., Bajazitov R. — *Rad Eff.*, 1978, v. 36, № 3-4, p. 225—233.
95. Щтырков Е.И., Хайбуллин И.Б., Зарипов М.М., Галяутдинов М.Ф., Баязитов Р.М. О механизме лазерного отжига имплантационных слоев. — В кн.: Тр. Межд. рабоч. совещ. по ионному легированию полупроводников. Будапешт, 1975, с. 247-262.
96. Hodgson R., Tsu R., Van Vechten J., Yoffa E. - *Bull. Am. Phys. Soc*, 1979, v. 24, p. 315.
97. Yamada M., Kotani H., Yamazaki K. et al. - *J. Phys. Soc. Japan*, 1980, v. 49 (Suppl. A), p. 1303-1306.
98. Lee M., Lo H., Aydinli A., Compaan A. - *Appl. Phys. Lett.*, 1981, v. 38, № 7, p. 499— 502.
99. Laser-solid interaction and laser processing. *AIP Conf. Proceed*, № 50 / Ed. by S. Ferris, A. Leamy, J. Poate. Boston, 1978. 685 p.
100. Germain P., Squelard S., Bourgoin J. - *J. Non-Cryst. Sol.*, 1977, v. 23, Jfi 2, p. 159-165.

101. Dvurechensky A., Kachurin G., Mustafin T., Smirnov L. - In: Laser-solid interaction and laser processing. AIP Conf. Proceed., № 50 / Ed. by S. Ferris, A. Leamy, J. Poate. Boston, 1978, p. 245-258.
102. Wood R., Lowdness D. - Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, № 3, p. 287-290.
103. Ардышев М.В., . Ардышев В. М. Влияние ионизации на поведение кремния в арсениде галлия при радиационном отжиге. // ФТП, 2002, т.36, в.2, 164-166.
104. С.А.Авсаркисов, З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе и Б.Цеквава “Низкотемпературная кристаллизация аморфного кремния стимулированного лазерным излучением”. // Письма в ЖТФ, 2006, т.32, в.6, 55-60.
105. В.С.Вавилов, Н.А.Ухин. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. // Москва, Атомиздат, 1969, 312 стр.
106. В.С.Вавилов. Действие излучений на полупроводники. // Москва, Физматгиз, 1963.
107. В.С.Вавилов, Н.П.Кекелидзе, Л.С.Смирнов. Действие излучений на полупроводники. // Москва, «Наука», 1988, 192 стр.
108. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе. О возможной пространственной ориентации радиационного дефекта, ответственного за полосу ИК поглощения 1,0 эВ в арсениде галлия. // Письма в ЖТФ, т.26, в.17, 76-80, 2000.
109. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе. К свойствам радиационного дефекта, ответственного за полосу ИК-поглощения 1.0 eV в арсениде галлия. // Письма в ЖТФ, т.27, в.23, 56-59, 2001.
110. N.Dolidze, Z.Jibuti, G Cholokashvili, I.Shiriapov. Investigation of an Impurity Photoconductivity in GaAs Irradiated by the Accelerated Electrons at Temperature $T=77\text{K}$. // Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, v.162, N1, 60-62, 2000.
111. Кольченко Т.И., Ломако В.М. Модификация центра ЕЗ в облученном n-GaAs. // ФТП, 1980, т.24, в.2, 295-299.

112. Будницкий Д.Л., Кривов М.А. Относительная концентрация уровней радиационных дефектов в GaAs, облученном электронами. ФТП, 1986, т.20, в.8, 1521-1524.
113. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, Г.Л.Офенгейм, Д.Н.Рехвиашвили. Т.С.Чолокашвили. ИК поглощение арсенида галлия облученного при температуре 77К. // ФТП, 1987, 21, в.5, 930-32.
114. Арефьев К.П., Брудный В.Н., Будницкий Д.Н., Воробьев С.А., Цой А.А. Оптическое поглощение и аннигиляция позитронов в GaAs, облученном электронами. // ФТП, 1979, т.13, в.6, 1142-1146.
115. Долидзе Н.Д. Идентификация и модель дивакансии в германий и арсениде галлия. // Автореферат на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Тбилиси, 2001.
116. А.П.Бибилашвили, А.Б.Герасимов, З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, Р.Э.Казаров, М.А.Куправа. О возможности понижения температур процессов в технологии изготовления полупроводниковых приборов на основе SiC. // Труды IV международной научно-технической конференции “Микроэлектронные преобразователи и приборы на их основе”. МЭПП-2003, Баку-Сумгаит, 80-81.
117. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, М.А.Куправа, М.Г.Пхакадзе. Исследование механизма импульсного-фотонного отжига радиационных дефектов в кремнии. // Труды IV международной научно-технической конференции “Микроэлектронные преобразователи и приборы на их основе”. МЭПП-2003, Баку-Сумгаит, 206-207.
118. Z.Jibuti, N.Dolidze, M.Pkhakadze, M.Kuprava, N.Sikhuashvili, I.Shiryapov. Pulse-photon annealing implanted by ions Ar⁺ silicon. Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, v.170, N1, 2004.
119. Таиров Ю.М., Цветков В.Ф. Справочник по электротехническим материалам // Пол ред. Ю.В.Корицкого, В.В.Пасынкова. Б.М.Тареева. Л.: Энергоатомиздат, 1988. т.3. 446-172.

120. Гусаков В.В., Коварский А.П. Попов В.В. Саморуков Б.Е. // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Технология производства и оборудование 1986. в.1, 45-53.
121. Coates R. and Mitchell E.W.J. // Advances in Physics. 1975, v.24,N.5,593-644.
122. С.П.Светлов, В.Ю.Чалков, В.Г.Шенгуров. Структурные и фотолюминесцентные свойства гетероэпитаксиальных слоев кремния на сапфире. // ФТТ, 2004, т.46, в.1, 15-17.
123. Беренштейн Г.В., Дьяченко А.М. Влияние напряженного состояния подложки на электрофизические характеристики и совершенство эпитаксиальных пленок. // ФТП, 1987, т.21, в.1, 164-167.
124. Yutaka Kobayashi, Takaya Suzuki and Masao Tamura/ Improvement of Crystalline Quality of SOS with Laser Irradiation Techniques. // Jap. J. of Applied Physics, v.20, No 4, April, 1981, 1249-1252.
125. С.Зи. Физика полупроводниковых приборов. // Москва, "Мир", 1984, т.1, 455с.
126. Elliot R.J. Intensity of optical absorption by exciton. // Phys. Rev., 1957, v.108, No 6, 1384-1389.
127. N.Dolidze, Z.Jibuti, G.Eristavi. B.Tsekvava. Charge State of Radiation Defects Created by an Electron Radiation in GaAs. // Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, v.166,N3, 259-262, 2002.
128. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, Б.Е.Цеквава, Г.Л.Эристави. Влияние нейтронного облучения на экситонное поглощение в арсениде галлия. // Письма в ЖТФ, т.29, в.13, 2003. 26-30.
129. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, Г.Л.Эристави, Т.Н.Бахия, В.С.Авсаркисова-Сидамонидзе. Влияние нейтронного и электронного облучения на механические свойства арсенида галлия. // Труды IV международной научно-технической конференции "Микроэлектронные преобразователи и приборы на их основе". МЭПП-2003, Баку-Сумгаит, 203-204.

130. З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, Н.Сихуашвили, Г.Л.Эристави. Влияние нейтронного облучения на микротвердость арсенида галлия, // Письма в ЖТФ, т.30, в.17, 45-47, 2004.
131. Sturge M.D. // Phys.Rew., 1962, v.127, #3, p.768-772.
132. Абдулаев М.А., Агемян В.Т., Сейсян Р.П. // ФТП, 1973, т.7, в.11, с.2217-2224.
133. Сафаров В.И., Титков А.Н., Шлимак И.С. // ФТТ, 1970, т.12, в. 12, с.3485-3490.
134. Alperovich V.L., Zaletin V.M., Kravchenko A.F., et al. // Phys.Stat.Sol (b), 1976, v.77, p.465-472.
135. Джибути З.В., Рехвиашвили Д.Н., Эристави Г.Л. Экситонное поглощение в облученном быстрыми электронами арсениде галлия. // Сообщ. АН ГССР, 1987, т.125, в.2, с.297-300.
136. Экситоны. // Под редакцией Э.И.Рашба, М.Д.Смерджа, (серия: Современные проблемы науки конденсированных сред), М. «Наука». 1985, 615 с.
137. Ж.Панков. Оптические процессы в полупроводниках. // М. «Мир», 1973, 393 с. (Optical Processes in Semiconductors. J.I.Pankove, Prentice-Hall, Inc. Englewood Clifts, New Jersey, 1971).
138. О.Маделунг. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. // Москва, «Мир», 1967, 477 с. (Physics of III-V Compounds, by Prof. Dr. Otfried Madelung, John Wiley and Sons, Inc., New York-London-Sydney, 1964).
139. Оптические свойства полупроводников /полупроводниковые соединения $A^{III}B^V$ (под ред. Р.Уилардсона и А. Бира), Москва, 1970.
140. D.F. Blossey. Phys. Rev. B. Sol. St. Phys., 2,10,1970,3976.
141. Кладко В.П., Пляцко С.В. О влиянии легирующей примеси на процесс формирования разупорядоченных областей в GaAs при облучении быстрыми нейтронами. // ФТП, 1998, т.32, №3, с.261-263.

142. Вопросы радиационной технологии полупроводников. Под ред. Л.С.Смирнова, Новосибирск, Наука, 1980.
143. H.Leamy, G.Hozgomyi, T.Sheng et. al., *Appl. Phys.Lett.*, 32, 535 (1978).
144. T.Yuba, K.Gamo, K.Murakami. *Appl.Phys.Lett.*, 35, 156, (1979).
145. L.Kimerling, J.Benton. *Laser and electron beam processing of materials*. N.Y.: Acad. Press, pp. 3B5-396, (1980).
- 146.Yuba Y., Gamo K., Murakami K., Namba S. Laser-irradiation effects on¹ unencapsulated GaAs studied by capacitance spectroscopy. // *Appl. Phys. Lett.*, 1979, vol. 35, N 2, p. 156 — 158.
147. Н.Мотт и Э.Девис. Электронные процессы в некристаллических веществах. 1 и 2 том. // “Мир”, М-а, 1982, 664 с.
148. Л.Н. Горгадзе, , Н.Г. Гочалеишвили З.В. Джибути, Р.Э. Казаров, Ш.И. Хачидзе. Влияние лазерного облучения на электрофизические параметры КНС структур. // Тезисы докладов VI республиканская конференция по вопросам микроэлектроники. Тбилиси. Тбилиси. 1987. 9-10.
149. З.В. Джибути, М.А. Куправа, Н.С. Сихуашвили, Ш.Н. Хачидзе, Г.Д. Чирадзе. Влияние импульсной фотонной обработки на механические свойства КНС структур. // Тезисы докладов VI республиканская конференция по вопросам микроэлектроники. Тбилиси. 1987. 13-14.
150. Итальянцев А.Г., Мордкович В.Н., Темпер Э.М. О роли атермических процессов в импульсном отжиге ионнолегированных слоев Si. // *ФТП*, 18, вып.5, 928-930, 1984.
151. И.Г.Гвердцители, А.Б.Герасимов, З.Г.Гогуга, З.В.Джибути, М.Г.Пхакадзе. О механизме диффузии в ковалентных кристаллах. // *Сообщ. АН ГССР*, 1987, том 128, вып. 2, 293-296.
1. А.Б.Герасимов, М.К.Гоготишвили, З.В.Джибути, Б.М.Коноваленко. О механизме перестройки комплексов в полупроводниках. // *ФТП*, 22, вып.5, 920-22, 1988.

2. I.G.Gverdciteli, A.B.Gerasimov, Z.G.Gogua, Z.V.Dzhibuti, M.G.Pkhakadze. Physical principles of athermic processes in the macroelectronic technology. // Intern. Conf. of Microelectronics. Bratislava. 1989, p. 36-37.
33. В.Джибути, М.А.Куправа, Т.Е.Мелкадзе, М.Г.Цава, Г.М.Чкареули. Атермический механизм фотостимулированной диффузии в полупроводниках. // Тез. докл VII национальной научн.-техн. конференции с международным участием. «Микроэлектроника 90». Варна, 1990, с. 8-9.
4. G.Zollo, C.Pizzuto, G.Vitali, M.Kalitzova, D.Manno. High resolution transmission electron microscopy of elevated temperature Zn⁺ implanted and low-power pulsed laser annealed GaAs. // J. of Appl. Phys., 2000, v.88, #4, 1806-1810.
5. A.J. Bauer, M. Rambach, L. Frey, Roland Weiss, Roland Rupp, Peter Friedrichs, Reinhold Schörner, Dethard Peters. Surface Properties and Electrical Characteristics of Rapid Thermal Annealed 4H-SiC. // Silicon carbide and related materials 2002, Sweden (ECSCRM 2002). Proceedings of the 4th European Conference on Silicon Carbide and Related Materials, 2002, Trans Tech.Publications,2003,609-612.
6. kuprava m.a. fotonuri gamowvis meqanizmis gamokvleva upiratesad kovalenturi bmebis mqone naxevargamtarebSi. // fiz.maT.mecnierebaTa kandidatis samecniero xarisxis mosapovebeli disertaciis avtoreferati. Tbilisi. 1993.
7. Г.И.Годердзишвили, З.В.Джибути, Н.Д.Долидзе, М.А.Куправа. Формирование омических контактов к светоизлучающим структурам с помощью импульсно-фотонной обработки. // Тр. Грузинского технического университета, 1993, N 6 (399), 38-40.
8. N.Dolidze, Z.Jibuti, G.Eristavi, G.Kalandadze, M. Ksaverieva. Implementation of radiation-stimulated diffusion processes in the technology of GaAs IC production. III international workshop - Expert Evaluation and control of

- compound semiconductor materials and Technologies (EXMATEC-96), Germany, Friburg, 1996, May 12-15, P8.
9. N.Dolidze, Z.Jibuti, M.Pkhakadze, G.Narsia, G.Sioridze and G.Eristavi. Investigation of radiation-stimulated processes and their implementation in optoelectronics. III international workshop - Expert Evaluation and control of compound semiconductor materials and Technologies (EXMATEC-96), Germany, Friburg, 1996, May 12-15, P7.
 10. N.Dolidze, G.Eristavi, Z.Jibuti, M.Pkhakadze, S.Avsarkisov, M.Merabishvili. INVESTIGATE OF PHOTO-STIMULATED DIFFUSION PROCESSES IN III-V SEMICONDUCTORS. Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, v.159,N2,219-222,1999.
 11. N.Dolidze, Z.Jibuti, M.Pkhakadze, S.Avsarkisov, G.Kalandadze, G.Eristavi. Investigation of Photo-Stimulated Diffusion for Creation of Thin Doped Layers in III-V Semiconductor Compounds. IV intern. workshop - (EXMATEC-98), Wales, Cardiff, June 1998, 22-24.
 12. Dolidze N.D., Goderdzishvili G.I., Jibuti Z.V., Eristavi G.L. FORMATION OF OHMIC CONTACTS TO LIGHT-EMITTING STRUCTURES BY THE METHOD OF PULSE - PHOTON TREATMENT. // Georgian Engineering News, N1, 35-37,2000.
 13. Чиковани Н.Д., Бибилашвили А.П., Джибути З.В., Чопозов Л.Г., Гвердцители И.Г., Герасимов А.Б., Мочалова А.И. Способ изготовления полевого транзистора с барьером Шоттки на арсениде Галлия. // Положительное решение на заявку № 4695751/25 от 24.04.1986.
 14. А.Б.Егудин. Мало-шумящие СВЧ полевые транзисторы с барьером Шоттки. // "Обзоры по электронной технике", сер.2, "П/п приборы", вып.1, (927), 1983, с.28.
 15. G.Bert, G.Nuzillat, C.Arnodo. Femtojoule logic circuit using normally-off GaAs MESFETS. // Electronics Letters, 1977, v.13,#21,p.644.

16. N.Dolidze, G.Eristavi, Z.Jibuti, M.Gogotishvili, K.Kasparyan, M.Merabishvili, G.Narsia, A.Shillo. Investigation of radiation-stimulated processes and their implementation in solid-state electronics. // Georgian symposium for project development and conversion, May 15-18, (collection of reports), Tbilisi, 1995, p.96-99.
17. N.Dolidze, G.Eristavi, Z.Jibuti, G.Narsia, K.Kasparyan, L.Koptonashvili. INVESTIGATION OF SMALL DOSE RADIATION STIMULATED PROCESSES IN SEMICONDUCTOR MATERIALS AND STRUCTURES. Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, 158, N1, 50-53, 1998.
18. Eristavi G.L., Dolidze N.D., Jibuti Z.V. METHOD of INCREASE THE LUMINOUS INTENSITY OF OPTOELECTRONIC EMITTING STRUCTURES BY RADIATION-THERMAL TREATMENT. // Georgian Engineering News, N4, 77-79,1999.
19. М.Н.Абуладзе, А.Б.Герасимов, В.Г.Литовченко, Т.Э.Мелкадзе, А.Г.Шилло. Кинетика образования и отжига радиационных дефектов на поверхности кремния. // ФТП, 8, 4, 1974, 792.
20. Н.П.Чернов, А.П.Мамонтов. Радиационное упорядочение структуры несовершенных полупроводниковых кристаллов. // ФТП, 14, 11, 1980,2271.
21. В.В.Болотов, В.А.Коротченко. Радиационные эффекты в полупроводниках при малых дозах облучения частицами. // ФТП, 14, 11, 1980, 2257.
22. Р.В.Конакова, Ю.А.Тхорик, Л.С.Хазан. // "Электронная техника", сер. 2, Полупроводниковые приборы, 193, 2, 1988, 47.
23. Берковская О.Ю., Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Мищук О.Н. К модели эффекта радиационно-стимулированного упорядочения в полупроводниках $A^{III}B^V$. // ФТП, 23, 2, 1989, 207-212.
24. A.A.Bergh, P.J.Dean. Light-emitting diodes, Oxford, 1976.
25. Yasunori Tanaka, Hisao Tanoue, Kazuo Arai. Electrical Activation of Ion-Implanted Nitrogen and Aluminum in 4H-SiC by Excimer Laser Annealing. //

Silicon carbide and related materials 2002, Sweden (ECSCRM 2002).
Proceedings of the 4th European Conference on Silicon Carbide and Related
Materials, 2002, Trans. Tech. Publications, 2003, 605-608.