

ЯРОСЛАВСКИЙ ФИЛИАЛ ФЕДЕРАЛЬНОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

КРЕМНИЕВЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ

ФИЗИКА
ТЕХНОЛОГИЯ
МОДЕЛИРОВАНИЕ

Монография

Под общей редакцией В.И. Рудакова

Ярославль
«Индиго», 2014

УДК 621.382

ББК 38.852

К 79

Авторы: А.С. Рудый, А.Н. Куликов, А.В. Метлицкая, А.В. Проказников, Н.А. Аржанова, О.С. Трушин, Н.И. Барабанова, В.И. Рудаков, В.В. Овчаров, А.Л. Куреня, В.П. Пригара, Е.С. Горлачев, С.П. Зимин, В.Ф. Бочкарев, А.Е. Бердников, А.А. Попов, В.Д. Черномордик, А.А. Мироненко, В.Н. Гусев, Е.А. Богоявленская, Ю.И. Денисенко, И.И. Амиров, И.В. Уваров, В.В. Наумов, В.М. Мордвинцев, С.Е. Кудрявцев, В.Л. Левин.

Рецензент:

доктор физико-математических наук, профессор *Н.И. Боргардт*
Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

К 79

Кремниевые наноструктуры. Физика. Технология. Моделирование:
монография / Под общ. ред. В.И. Рудакова. – Ярославль: Изд-во «Индиго»,
2014. – 560 с.

ISBN 978-5-91722-225-7

В коллективной монографии рассмотрены физические явления, лежащие в основе технологических процессов изготовления кремниевых наноструктур. Представлены и обобщены данные об особенностях формирования наноструктур на основе кремния. Рассмотрены традиционные и новые подходы к проблеме моделирования технологических процессов.

Для научных работников, занимающихся физикой полупроводников, и специалистов в области полупроводниковой технологии, а также для всех, кто интересуется кремниевыми наноструктурами.

УДК 621.382

ISBN 978-5-91722-225-7

© Издательство «Индиго», 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|-------------------|---|
| ПРЕДИСЛОВИЕ | 7 |
|-------------------|---|

ГЛАВА 1.

САМООРГАНИЗАЦИЯ НАНОСТРУКТУР В РАМКАХ ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ЭРОЗИИ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ

(А.С. Рудый, А.Н. Куликов, А.В. Метлицкая)

| | |
|---|----|
| § 1. Введение | 8 |
| § 2. Математические модели эрозии | 14 |
| § 3. Пространственно-нелокальная модель эрозии | 28 |
| § 4. Состояние равновесия нелокальной нелинейной модели | 38 |
| § 5. Волновые решения нелокального уравнения эрозии | 46 |
| § 6. Заключение | 52 |
| Литература..... | 53 |

ГЛАВА 2.

ПРОЦЕССЫ САМООРГАНИЗАЦИИ ПРИ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОМ ФОРМИРОВАНИИ НАНОСТРУКТУР В КРЕМНИИ

(А.В. Проказников, Н.А. Аржанова)

| | |
|---|-----|
| § 1. Введение | 56 |
| § 2. Экспериментальные данные по колебательным процессам в явлениях на поверхности и свойства приграничного слоя..... | 60 |
| § 3. Распределение потенциала и система уравнений для динамических переменных..... | 66 |
| § 4. Постановка проблемы и обоснование алгоритма компьютерного моделирования формирования пористого пространства..... | 76 |
| § 5. Масштабная инвариантность задачи | 80 |
| § 6. Исследование закономерностей решения | 84 |
| § 7. Результаты компьютерного моделирования | 85 |
| § 8. Обсуждение | 92 |
| § 9. Заключение | 99 |
| Литература..... | 100 |

ГЛАВА 3.
МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ПЛЕНОЧНЫХ НАНОСТРУКТУР

(О.С. Трушин, Н.И. Барабанова)

| | |
|--|-----|
| § 1. Введение | 106 |
| § 2. Микромагнитная модель | 107 |
| § 3. Комплекс микромагнитного моделирования MICROMAG | 110 |
| § 4. Однослойные магнитные наноструктуры | 116 |
| § 5. Многослойные магнитные наноструктуры | 132 |
| § 6. Заключение | 141 |
| Литература..... | 142 |

ГЛАВА 4.
НЕЛИНЕЙНЫЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В КРЕМНИЕВОЙ ПЛАСТИНЕ ПРИ ЛАМПОВОМ НАГРЕВЕ

(В.И. Рудаков, В.В. Овчаров, А.Л. Куреня, В.П. Пригара)

| | |
|--|-----|
| § 1. Введение | 145 |
| § 2. Методика исследования нелинейных эффектов в кремниевой пластине при лучистом нагреве | 147 |
| § 3. Температурная и оптическая бистабильность в кремниевой пластине | 163 |
| § 4. Температурные автоколебания в кремниевой пластине | 184 |
| § 5. Заключение | 196 |
| Литература..... | 198 |

ГЛАВА 5.
ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ
ХАЛЬКОГЕНИДОВ СВИНЦА НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

(Е.С. Горлачев, С.П. Зимин)

| | |
|---|-----|
| § 1. Введение | 202 |
| § 2. Формирование наноструктурированных пористых слоев халькогенидов свинца | 205 |
| § 3. Формирование наноструктурированных халькогенидов свинца методами плазменной обработки | 217 |
| § 4. Формирование массивов нанонитей халькогенидов свинца под маской травления методом плазменной обработки..... | 238 |
| § 5. Заключение | 246 |
| Литература..... | 246 |

ГЛАВА 6.
ИОННО-СТИМУЛИРОВАННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ
ПОЛУЧЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК

(В.Ф. Бочкарев)

| | |
|---|-----|
| § 1. Введение | 255 |
| § 2. Методы роста пленок | 258 |
| § 3. Получение диэлектрических пленок | 267 |
| § 4. Рост пленок никеля | 292 |
| § 5. Получение пленок ниобия | 305 |
| § 6. Заключение | 316 |
| Литература..... | 317 |

ГЛАВА 7.
ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ
В НИЗКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ

(А.Е. Бердников, А.А. Попов, В.Д. Черномордик, А.А. Мироненко, В.Н. Гусев)

| | |
|---|-----|
| § 1. Введение | 323 |
| § 2. Установка плазмохимического осаждения | 324 |
| § 3. Физика низкочастотного разряда | 329 |
| § 4. Технологические особенности получения материалов..... | 337 |
| § 5. Термическая стабильность и метастабильные процессы в пленках аморфного кремния, полученного методом НЧ-СПГФО | 353 |
| § 6. Текстура поверхности аморфного кремния | 358 |
| § 7. Фотолюминесценция нитрида кремния..... | 364 |
| § 8. Эффект переключения проводимости | 372 |
| § 9. Заключение | 379 |
| Литература..... | 380 |

ГЛАВА 8.
ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ КНИ
МДП-НАНОТРАНЗИСТОРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
БЫСТРОЙ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

(В.И. Рудаков, Е.А. Богоявленская, Ю.И. Денисенко, В.В. Овчаров)

| | |
|---|-----|
| § 1. Введение | 386 |
| § 2. Получение и свойства затворных структур типа W/HfO ₂ /Si для МДП-нанотранзистора | 388 |
| § 3. Формирование сверхмелких <i>p-n</i> -переходов в КНИ-структурах..... | 403 |

| | |
|--|-----|
| § 4. Получение ультратонких слоев силицида кобальта в структурах типа Ti/Co/Ti-, TiN/Ti/Co- и TiN/Co/Si (100) | 416 |
| § 5. Заключение | 428 |
| Литература..... | 429 |

ГЛАВА 9.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ И РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА

МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОКАНТИЛЕВЕРОВ

(И.И. Амиров, И.В. Уваров, В.В. Наумов)

| | |
|--|-----|
| § 1. Введение | 434 |
| § 2. Изготовление кантилеверов и методы экспериментальных исследований | 436 |
| § 3. Особенности изготовления и конструкции кантилеверов. Морфология поверхности..... | 446 |
| § 4. Математическая модель кантилевера | 460 |
| § 5. Результаты измерений резонансных характеристик кантилеверов и их анализ | 474 |
| § 6. Заключение | 488 |
| Литература..... | 489 |

ГЛАВА 10.

ПАМЯТЬ НА ОСНОВЕ ЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОФОРМОВКИ

(В.М. Мордвинцев, С.Е. Кудрявцев, В.Л. Левин)

| | |
|---|-----|
| § 1. Введение | 493 |
| § 2. Физические основы явления электроформовки | 494 |
| § 3. Развитие конструкции ячейки и матрицы памяти на основе открытых «сэндвич»-структур и технологии их изготовления..... | 516 |
| § 4. Особенности процесса электроформовки и основные свойства ячеек памяти на самоформирующихся проводящих наноструктурах | 530 |
| § 5. Заключение | 556 |
| Литература..... | 557 |

ПРЕДИСЛОВИЕ

Появление этой монографии связано с определенным этапом развития научного коллектива Ярославского Филиала Физико-технологического института Российской академии наук (ЯФ ФТИАН РАН). За тридцатилетний период деятельности с момента создания институт неоднократно подвергался реорганизациям и имел разные названия: Институт микроэлектроники АН СССР, Институт микроэлектроники РАН, Институт микроэлектроники и информатики РАН. С самого начала внимание научных сотрудников института было сосредоточено главным образом на исследованиях в области кремниевых технологий, поскольку кремний был и остается основным материалом микроэлектроники, на базе которого создаются различные полупроводниковые приборы и устройства. Открытие новых физических явлений в мире наномасштабов потребовало проведения более детальных теоретических и экспериментальных исследований. Произошел переход от микро- к наноструктурам. Научная деятельность института также внесла существенный вклад в становление кремниевой нанотехнологии.

Конечно, рамки одной монографии тесны для охвата всех проблем в физике кремниевых наноструктур и даже подведения итогов научной деятельности института. Однако представленные в книге материалы дают возможность оценить многогранность и плодотворность исследований сотрудников ЯФ ФТИАН РАН. Монография посвящена особенностям формирования как самих кремниевых наноструктур, так и элементов наноприборов, которые могут быть использованы для совершенствования известных и создания новых полупроводниковых устройств. Большое внимание уделяется исследованию физических явлений, лежащих в основе технологических процессов, для глубокого понимания которых широко используется моделирование. В книгу вошли уже опубликованные в научных изданиях результаты исследований и совершенно новые данные. Надеемся, что монография будет интересна и тем, кто много лет посвятил служению науке в области полупроводниковой электроники, и тем, кто делает первые шаги в физике, технологии и моделировании кремниевых наноструктур.

Авторы благодарны Богдавленной Е.А. за большую работу, проведенную при подготовке рукописи к печати.

В.И. Рудаков

Глава 4

НЕЛИНЕЙНЫЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В КРЕМНИЕВОЙ ПЛАСТИНЕ ПРИ ЛАМПОВОМ НАГРЕВЕ

В.И. Рудаков, В.В. Овчаров, А.Л. Куреня, В.П. Пригара

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Нелинейные явления лежат в основе сложного поведения открытых систем, обменивающихся с внешней средой энергией и веществом. Сложное поведение системы наблюдается при нелинейной зависимости ее параметров от уровня внешнего воздействия и сильном отклонении системы от состояния равновесия [1]. Удаленность системы от равновесия является тем фактором, который позволяет проявить в ней скрытые возможности сложного поведения. Именно в этих условиях возможно появление неустойчивых состояний, малейшее отклонение от которых вызывает катастрофическое поведение системы и формирование новых структурных связей между ее элементами. В настоящее время известно множество примеров неустойчивого поведения открытых тепловых стационарных систем, в которых обмен энергией между элементами системы осуществляется естественным способом с помощью теплообмена. К ним относятся: процессы перехода из метастабильных фаз в стабильные при фазовых переходах первого рода [2]; явления, связанные с переходом от пузырьчатого к пленочному кипению [3]; конвективная неустойчивость Рэлея-Бенара [4]; процессы теплового и цепного воспламенения [5] и т.д. В этих системах энергия от источника к объекту подводится с использованием среды посредством кондуктивного или конвективного теплообмена. Существуют также модели неустойчивого поведения тепловых систем при радиационном теплообмене. Это климатические модели, связанные с глобальным оледенением Земли в эпохи ледниковых периодов [6, 7]. Особый класс явлений, родственных радиационному теплообмену, составляют явления взаимодействия лазерного излучения с вещественными средами. При прохождении лазерного излучения через нелинейную оптическую среду возможно появление гистерезиса, которое может быть использовано для записи информации. Изучение такого рода явлений привело к рождению сравнительно нового направления научных исследований, известного как оптическая

бистабильность. Этот термин объединяет эффекты, связанные не только с оптической бистабильностью в ее строгом понимании, но и другие нелинейные оптические явления, такие как самопульсации и оптический хаос [8]. В оптически бистабильных системах подвод энергии осуществляется искусственным способом с помощью мощного когерентного пространственно локализованного лазерного излучения. С таким способом подвода энергии связаны следующие явления:

- абсорбционной и дисперсионной бистабильности в интерферометре Фабри-Перо с внешней оптической или гибридной связью [8, 9], заполненном средой с нелинейным откликом на лазерное излучение;

- бистабильности без внешней обратной связи в системах с нарастающим поглощением [8, 10, 11];

- явления, связанные с бистабильным характером люминесценции при возбуждении примесных комплексов в кристаллических полупроводниках, стеклах и нанопорошках с помощью лазерного излучения [12, 13, 14];

- самозахвата, самофокусировки/дефокусировки и самоэкранирования в протяженных средах [8, 12–15, 17], связанные с поперечной бистабильностью.

К ним также относятся динамические явления, проявляющиеся при взаимодействии лазерного излучения с нелинейными средами. Они весьма разнообразны и к настоящему времени хорошо изучены [8, 11]. Например, явления критического [18] и некритического [19] замедления при переключении бистабильного устройства с одной ветви петли гистерезиса на другую. Также неустойчивости, проявляющиеся при постоянной входной интенсивности излучения: регенеративные пульсации, обусловленные конкуренцией механизмов нелинейности [20, 21]; самопульсации, возникающие при конкуренции резонансной и неустойчивых мод в резонаторе [22]; неустойчивости Икеды [23], приводящие к самопульсациям с удваивающимся периодом и возникновению оптического хаоса.

Анализ условий возникновения бистабильности в оптических системах позволяет сделать предположение о возможности существования этого эффекта и связанных с ним нелинейных явлений в термических реакторах с ламповым нагревом. В работе [24] впервые наблюдалась температурная и оптическая бистабильность при радиационном теплообмене между кремниевой пластиной и элементами термического реактора в установке быстрой термической обработки (БТО). Данное явление может быть использовано для дополнительного управления процессами быстрого термического отжига в интервале промежуточных температур (300 ÷ 900 К, область полупрозрачности кремниевой пластины), при которых в технологических процессах микро- и нанoeлектроники происходит формирование элементов полупроводниковых приборов: образование контактных систем [25, 26], затворных структур [27, 28], металлизация [29]. Среди эффектов, связанных с бистабильностью, существуют такие, которые представляют интерес для решения технологических задач, непосредственно не относящихся к БТО. Например, регенеративные пульсации [8, 20], сопровождающиеся периодическими осцилляциями температуры нагреваемого образца, могут использоваться при эпитаксиальном выращивании пленок, обладающих

сверхструктурой. В качестве другого примера можно назвать явления, связанные с продольной бистабильностью [11]. Для них характерно сосуществование высокотемпературных и низкотемпературных областей по глубине кремниевой пластины. Такие эффекты могут быть использованы при создании трехмерных интегральных схем [30]. Бистабильное поведение пластины может приводить также к нежелательным последствиям, в частности, в термических процессах, которые сопровождаются радиальным градиентом температуры (например, термомиграция [31, 32]). При определенных условиях радиальный градиент температуры инициирует волны переключения (поперечная бистабильность [15]), распространяющиеся вдоль поверхности пластины и характеризующиеся высокими значениями градиента температуры на фронте волны. Сопутствующие этому градиенту температурные напряжения могут релаксировать с образованием дислокаций, линий скольжения и пластической деформацией пластины.

Возможность проявления нелинейных температурных и оптических эффектов, связанных с бистабильностью, зависит как от электрофизических и оптических свойств самой пластины, так и от условий теплообмена пластины с элементами термического реактора. К числу факторов, связанных со свойствами самой пластины, относятся: объемная концентрация легирующей примеси, наличие легированных слоев и пленочных структур в приповерхностной области, степень шероховатости лицевой и тыльной сторон пластины. К факторам, связанным с условиями теплообмена пластины, относятся: конструкция реактора установки БТО и зависимость температуры и оптических свойств элементов термического реактора от мощности излучения нагревателя.

В данной главе рассмотрены нелинейные явления, связанные с эффектом температурной и оптической бистабильности в кремниевой пластине при ее лучистом инфракрасном нагреве в установках БТО.

§ 2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В КРЕМНИЕВОЙ ПЛАСТИНЕ ПРИ ЛУЧИСТОМ НАГРЕВЕ

Первые исследования нелинейных эффектов при нагреве и охлаждении кремниевой пластины в термическом реакторе установки БТО представлены в работах [24, 33]. До этих работ в научной литературе отсутствовала информация как о наблюдении таких эффектов, так и о методах и средствах их исследования. В настоящее время, с точки зрения практического применения, наибольший интерес представляют триггерный и осциллирующий режимы открытых систем для создания переключающих устройств и генераторов колебаний. Триггерный режим характеризуется наличием нескольких устойчивых стационарных состояний, между которыми возможны переходы. В осциллирующем режиме в системе происходят автоколебательные и автоволновые процессы при неизменном уровне внешнего воздействия. Бистабильность в кремниевой пластине является

частным случаем триггерного режима, в котором реализуются только два устойчивых стационарных состояния. В кремниевой пластине, помещенной в тепловую систему с ламповым нагревом, при определенных условиях теплообмена может наблюдаться как бистабильность, так и осцилляции температуры и оптических свойств пластины [24, 33]. Наиболее характерным проявлением бистабильности при экспериментальном наблюдении эффекта является наличие петли гистерезиса на передаточной характеристике тепловой системы, связывающей температуру пластины или ее оптические свойства с мощностью источника излучения. Проявлению бистабильности в этих условиях сопутствует неустойчивое поведение пластины, которая в определенном температурном интервале не в состоянии поддерживать баланс между подводимым и отводимым тепловыми потоками. Подводимый к пластине тепловой поток имеет радиационную природу, в то время как отводимый поток является комбинированным. Последний включает как радиационную, так и конвективную или кондуктивную составляющую (в дальнейшем для краткости будем использовать термин «конвективно-кондуктивная составляющая»). При традиционной термообработке роль конвективно-кондуктивной составляющей отводимого потока по сравнению с радиационной обычно незначительна и температурная бистабильность в кремниевых пластинах не наблюдается [34, 35]. В то же время наблюдаемая при взаимодействии лазерного излучения с полупроводниковыми образцами температурная и оптическая бистабильность объясняется без привлечения радиационной составляющей отводимого теплового потока. Предполагается, что в этом случае все тепло отводится от образца за счет конвекции. Следовательно, можно сделать вывод, что конвективная составляющая теплоотвода должна играть решающую роль для проявления эффекта бистабильности. Решающая роль конвективной составляющей при лазерном облучении полупроводниковых образцов связана с тем, что в достаточно широком интервале температур, соответствующем полупрозрачности образца, эффективность конвективного теплоотвода существенно выше радиационного. Это позволяет при одной и той же температуре образца существенно увеличить интенсивность подводимого потока энергии и создать в нем более неравновесные условия. Как следствие, при лазерном нагреве полупроводникового образца возникает тепловой пробой [10, 36], а при охлаждении – резкое уменьшение температуры на границе прозрачности и непрозрачности образца. Поскольку значения интенсивности лазерного излучения, соответствующие скачкам температуры и оптических свойств образца не совпадают, то на передаточной характеристике формируется петля гистерезиса и наблюдается бистабильное поведение образца [10, 11, 37].

Для того чтобы добиться аналогичного эффекта в реакторе установки БТО, необходимо совместить два условия: 1) при нагреве – большую мощность падающего излучения и прозрачность пластины, соответствующую ее низкой температуре; 2) при охлаждении – сравнительно маленькую мощность излучения и непрозрачность пластины, соответствующую ее высокой температуре. Чтобы достичь этих условий, необходимо увеличивать долю конвективно-кондуктивной составляющей в комбинированном потоке тепла, отводимого от пластины.

В реакторах с обдувом пластины (эпитаксиальных реакторах [38, 39]) для увеличения конвективной составляющей необходимо увеличивать коэффициент теплообмена, а в реакторах с кондуктивным механизмом дополнительного отвода тепла от пластины [32, 40] – уменьшать расстояние между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом, над которым с помощью специальных держателей устанавливается пластина.

Для наблюдения и описания бистабильности в кремниевой пластине при ее нагреве и охлаждении в реакторах установок БТО, к конструкции реактора, тепловой модели, описывающей реактор, и средствам контроля оптических свойств и температуры пластины предъявляются дополнительные требования. Важной конструктивной особенностью такого реактора должно быть наличие системы, позволяющей регулировать величину конвективно-кондуктивной составляющей отводимого от пластины теплового потока. В свою очередь, модель тепловой системы, описывающей реактор, должна включать элементы, регулирующие как потоки подводимого и отводимого от пластины излучения, так и дополнительные потоки, связанные с конвективно-кондуктивными механизмами теплоотвода. Для надежного контроля состояния пластины в процессе ее нагрева и охлаждения в состав измерительного оборудования необходимо включить приборы, регистрирующие не только температуру пластины, но и ее оптические свойства. Поскольку проявление нелинейных эффектов связано с неустойчивым состоянием пластины, то вышеперечисленные требования к режимам термообработки, модели и способам контроля состояния пластины имеют общий характер.

А. Модель термического реактора

Подробное описание установки термоградиентной обработки полупроводниковых пластин, позволяющей выполнить исследование бистабильности, представлено в работе [32]. Здесь рассмотрен только реактор, схема которого показана на рис. 4.1. Реактор состоит из основания и подвижного нагревательного блока, который, смыкаясь с основанием, образует рабочую камеру. Основной частью нагревательного блока являются охлаждаемые воздухом вольфрамовые галогенные лампы, отделенные от рабочей камеры кварцевым стеклом. В состав основания входит подвижный водоохлаждаемый пьедестал, регулирующий теплоотвод от пластины. Кремниевая пластина устанавливается на фиксированном расстоянии от пьедестала с помощью кварцевых или керамических (в зависимости от их высоты) держателей. Изменение высоты держателей позволяет регулировать ширину газового зазора между пластиной и пьедесталом и связанную с ней величину кондуктивной составляющей отводимого от пластины теплового потока. Нагрев пластины проводится в атмосфере аргона. Расход аргона поддерживается постоянным, что обеспечивает постоянное значение его избыточного давления в рабочей камере.

Для описания тепловых эффектов, связанных с температурной бистабильностью в кремниевой пластине, можно воспользоваться достаточно простой моделью и представить термический реактор как тепловую систему, состоящую из

трех бесконечных параллельных пластин (рис. 4.2). Верхняя пластина моделирует блок вольфрамовых галогенных ламп. Предполагается, что она обладает оптическими свойствами вольфрама. Нижняя пластина, моделирующая стенки реактора и охлаждаемый пьедестал, обладает оптическими свойствами серого тела, поглощательная способность которого зависит от конструктивных особенностей реактора. Эти пластины в дальнейшем именуется излучателем и поглотителем. Между ними находится полупрозрачный экран с оптическими свойствами, соответствующими кремниевой пластине. Дополнительный отвод тепла от экрана, моделирующего кремниевую пластину, может осуществляться либо изменением коэффициента теплообмена, учитывающего конвективный механизм теплоотвода, либо шириной газового зазора между экраном и поглотителем.

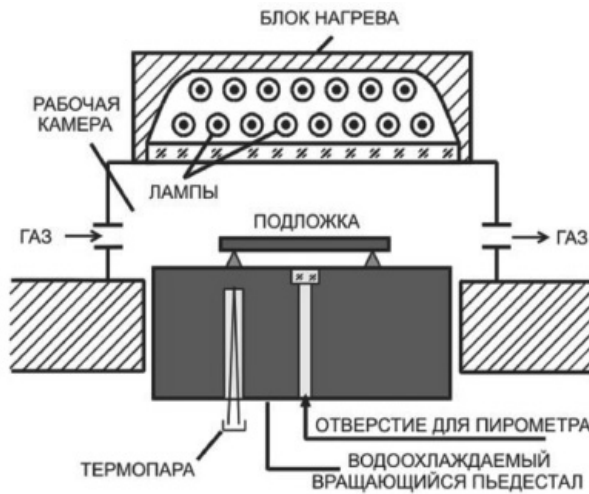


Рисунок 4.1. Рабочая камера установки быстрой термोगradientной обработки полупроводниковых пластин

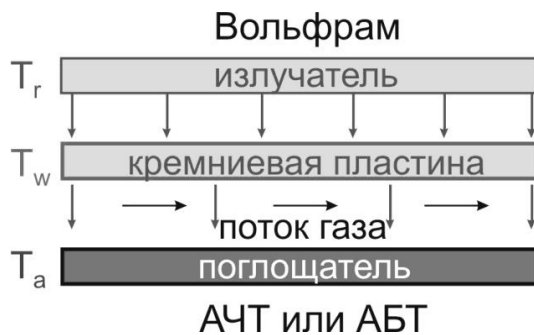


Рисунок 4.2. Схематическое изображение модели рабочей камеры установки БТО для случая дополнительного охлаждения пластины газовым потоком

Б. Теоретический анализ проблемы

Уравнение теплового баланса тонкой кремниевой пластины в рабочей камере термического реактора имеет следующий вид:

$$\rho C_v d \frac{\partial T_w}{\partial t} = q_{in} - q_{out} - q_c, \quad (4.1)$$

где q_{in} – плотность потока излучения, падающего на верхнюю поверхность пластины; q_{out} – плотность потока излучения, покидающего нижнюю поверхность пластины; q_c – конвективный или кондуктивный поток, в зависимости от механизма дополнительного отвода тепла от пластины; d – толщина пластины; ρ и C_v – плотность и теплоемкость кремния при постоянном объеме соответственно. В уравнении (4.1) используется приближение бесконечной тонкой пластины, в котором предполагается, что температура пластины не зависит от ее продольных (вглубь пластины) и радиальных (параллельных поверхности) координат. Это приближение является обычным при теоретическом исследовании безрезонаторной бистабильности с насыщающимся поглощением [10, 11]. Учет поперечного и продольного градиентов температуры необходим при описании более тонких эффектов, связанных с описанием поперечной бистабильности и волн переключения в протяженных продольных структурах [11].

Как показано в работе [41], каждый из потоков q_{in} и q_{out} можно представить в виде суммы двух слагаемых: прямой член q_1 (просвечивающий компонент), учитывающий прямой (непосредственный) радиационный теплообмен между излучателем и поглотителем, и косвенный член q_2 , описывающий радиационный теплообмен между излучателем и поглотителем, в котором пластина выступает как посредник. Просвечивающий компонент имеет одно и то же значение как для q_{in} , так и для q_{out} . Таким образом, часть излучения, прошедшего через пластину, не оказывает влияния на ее температуру и может не учитываться в балансе тепла, подводимого и отводимого от пластины. Выражения для потоков q_{in} и q_{out} в работе [41] получены для полупрозрачной серой пластины. Используя подход, предложенный в работе [42], их легко можно обобщить для несерой пластины. Будем полагать, что полученные в [41] выражения для тепловых потоков справедливы для спектральных величин в интервале длин волн $d\lambda$. Выражения для плотности потоков излучения, подводимых dq_{in2} и отводимых dq_{out2} от пластины посредством косвенных составляющих теплообмена для длины волны λ на спектральном интервале $d\lambda$, имеют следующий вид:

$$dq_{in2} = \xi_{in}(\lambda, T) [e_{\lambda b}(\lambda, T_r) - e_{\lambda b}(\lambda, T_w)] d\lambda, \quad (4.2)$$

$$dq_{out2} = \xi_{out}(\lambda, T) [e_{\lambda b}(\lambda, T_w) - e_{\lambda b}(\lambda, T_a)] d\lambda. \quad (4.3)$$

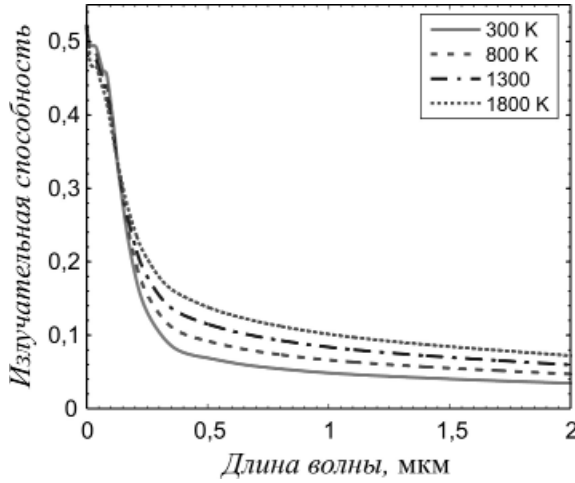


Рисунок 4.3. Излучательная способность вольфрамовой пластины $\varepsilon_{\lambda r}$ как функция длины волны λ и температуры T_r , восстановленная по данным работы [43]

Здесь

$$\xi_{in}(\lambda, T) = \frac{f_{c\lambda}}{d_{c\lambda}} \left[\frac{2\tau_{\lambda w}}{\varepsilon_{\lambda w}} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\lambda a}} - 1 \right) + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda a}} + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda w}} - 1 \right], \quad (4.4)$$

$$\xi_{out}(\lambda, T) = \frac{f_{c\lambda}}{d_{c\lambda}} \left[\frac{2\tau_{\lambda w}}{\varepsilon_{\lambda w}} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\lambda r}} - 1 \right) + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda r}} + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda w}} - 1 \right], \quad (4.5)$$

где

$$f_{c\lambda} = \left(\frac{1}{\varepsilon_{\lambda r}} + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda w}} - 1 \right)^{-1} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\lambda a}} + \frac{1}{\varepsilon_{\lambda w}} - 1 \right)^{-1},$$

$$d_{c\lambda} = 1 + \tau_{\lambda w} \left(\frac{1 - \varepsilon_{\lambda a}}{\varepsilon_{\lambda a} + \varepsilon_{\lambda w} - \varepsilon_{\lambda a} \varepsilon_{\lambda w}} + \frac{1 - \varepsilon_{\lambda r}}{\varepsilon_{\lambda r} + \varepsilon_{\lambda w} - \varepsilon_{\lambda r} \varepsilon_{\lambda w}} \right),$$

$e_{\lambda b}(\lambda, T_w) = 2\pi C_1 / \{ \lambda^5 [\exp(C_2 / \lambda T) - 1] \}$ – спектральная функция распределения поверхностной плотности излучения Планка, $C_1 = hc^2$, $C_2 = hc/k$, h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, k – постоянная Больцмана; $\varepsilon_{\lambda r} = \varepsilon_{\lambda r}(\lambda, T_r)$, $\varepsilon_{\lambda w} = \varepsilon_{\lambda w}(\lambda, T_w)$, $\varepsilon_{\lambda a} = \varepsilon_{\lambda a}(\lambda, T_a)$ – спектральные излучательные способности излучателя, пластины и поглотителя соответственно, T_r , T_w , T_a – их температуры; $\tau_{\lambda w} = \tau_{\lambda w}(\lambda, T_w)$ – спектральная пропускательная способность пластины.

Введем в рассмотрение дополнительный способ отвода тепла от пластины, который, в зависимости от конструктивных особенностей реактора, будем описывать при охлаждении пластины газовым потоком как конвективный:

$$q_{conv} = H(T_w - T_0) \quad (4.6)$$

либо как кондуктивный:

$$q_{cond} = (\alpha/b)(T_w - T_a) \quad (4.7)$$

при охлаждении пластины теплопроводностью через неподвижный слой газа между пластиной и дном термического реактора.

Здесь H – коэффициент теплоотдачи пластины; α – коэффициент теплопроводности газа; T_0 – его температура; b – толщина газового зазора.

Будем полагать, что температура газового потока определяется как среднее арифметическое температуры кремниевой пластины и температуры стенок реактора: $T_0 = 0,5(T_w + T_a)$. В этом случае между параметрами H , α и b существует простая связь $H = 2\alpha/b$, которая позволяет выполнять все расчеты для конвективного теплоотвода, а затем проводить пересчет параметров для кондуктивного теплоотвода.

В стационарном случае:

$$q_{in} - q_{out} = \int_0^{\infty} dq_{in2} - \int_0^{\infty} dq_{out2} = q_c, \quad (4.8)$$

где q_c – в зависимости от способа дополнительного отвода тепла от пластины, либо конвективный, либо кондуктивный поток. Как видно из соотношений (4.1)–(4.8), температура кремниевой пластины T_w определяется температурой излучателя T_r , поглотителя T_a , коэффициентом теплоотдачи H и температурой газа T_0 . Температуру излучателя T_r и коэффициент теплоотдачи H при фиксированной температуре поглотителя можно рассматривать в качестве управляющих параметров рассматриваемой тепловой системы.

Для проведения расчетов необходимо знать, как изменяются излучательные $\varepsilon_{\lambda r}(\lambda, T_r)$, $\varepsilon_{\lambda w}(\lambda, T_w)$, $\varepsilon_{\lambda a}(\lambda, T_a)$ и пропускательная $\tau_{\lambda w} = \tau_{\lambda w}(\lambda, T_w)$ способности при изменении длины волны λ падающего излучения и температур T_r , T_w и T_a . Излучательная характеристика вольфрамовой пластины, моделирующей излучатель, была рассчитана по методике, предложенной в работе [43] на спектральном интервале от 0 до 20 мкм в диапазоне температур от 300 до 2000 К. Семейство спектральных характеристик вольфрамовой пластины $\varepsilon_{\lambda r}(\lambda, T_r)$ с шагом по температуре 500 К представлено на рис. 4.3.

При расчете оптических характеристик кремниевой пластины так же, как и в работе [44], предполагалось, что материалом пластины является слаболегированный кремний p -типа и обе поверхности пластины полированы. Спектральные зависимости $\varepsilon_{\lambda w}(\lambda, T_w)$ и $\tau_{\lambda w}(\lambda, T_w)$ аппроксимировались формулами:

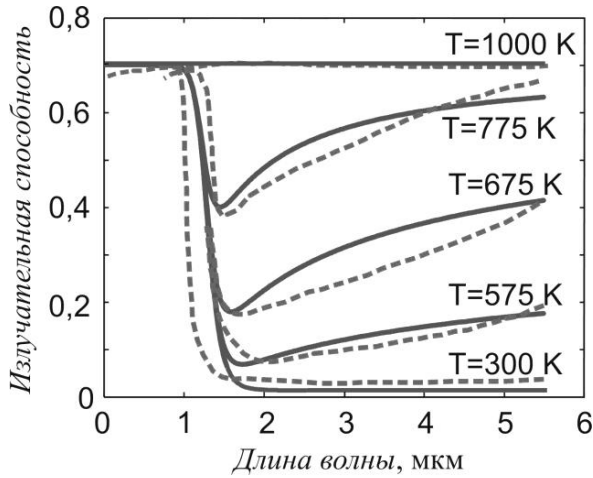


Рисунок 4.4. Сравнение экспериментальных (пунктирные линии) [44] и теоретических (сплошные линии) кривых (формула (4.7)), описывающих спектральную излучательную характеристику кремниевой пластины *p*-типа с двусторонней полировкой

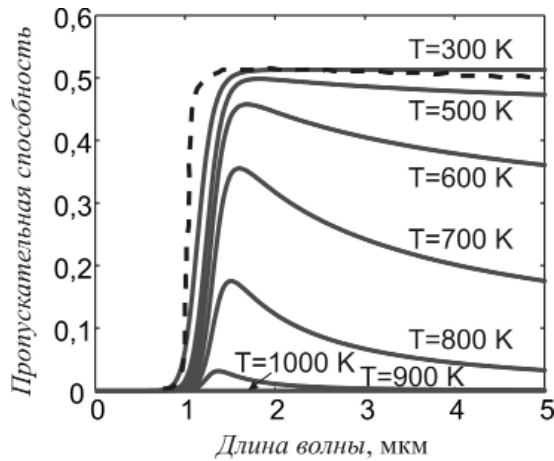


Рисунок 4.5. Семейство кривых, описывающих температурную зависимость спектральной пропускательной способности кремниевой пластины, построенное по формуле (4.8)

$$\varepsilon_{\lambda w}(\lambda, T_w) = 0,7(1 - 0,98\psi(\lambda, T)), \quad (4.9)$$

$$\tau_{\lambda w}(\lambda, T_w) = 0,514\psi(\lambda, T), \quad (4.10)$$

где

$$\psi(\lambda, T) = \frac{\lambda_\theta^{12}}{\lambda_\theta^{12+p} q + 1} \quad (4.11)$$

аппроксимирующая функция, $\lambda_\theta = 10^6 (\lambda - 1,5 \cdot 10^{-7} \theta)$, $p = 0,21(\theta - 1)^{3,5}$, $q = \theta^s$, $s = 0,04(\theta - 1)^6$, $\theta = T_w/T_a$, $T_a = 300$ К. На рис. 4.4 проведено сравнение теоретических кривых, описывающих температурную зависимость спектральной излучательной способности $\varepsilon_{\lambda w}(\lambda, T_w)$ кремниевой пластины, рассчитанных по формуле (4.9) с экспериментальными данными из работы [29] для пластины Si p -типа толщиной 1 мм и удельным сопротивлением 20 Ом·см. Сравнение проведено на спектральном интервале от 0 до 5,5 мкм при температурах 300, 575, 675, 775 и 1000 К. Как видно из рис. 4.4, между теоретическими и экспериментальными кривыми наблюдается достаточно хорошее соответствие. На рис. 4.5 для этой же пластины показано семейство теоретических кривых, описывающих ее пропускательную способность $\tau_{\lambda w} = \tau_{\lambda w}(\lambda, T_w)$. Так как семейства кривых (4.9) и (4.10) генетически связаны посредством аппроксимирующей функции (4.11), то для привязки этого семейства кривых к экспериментальным данным достаточно одной экспериментальной кривой $\tau_{\text{exp}}(\lambda, T_w)$ для произвольного фиксированного значения температуры пластины. Такая экспериментальная кривая (кривая привязки), соответствующая температуре 300 К, изображена на рис. 4.5 пунктирной линией. Параметры кремниевой пластины для этой кривой те же, что и для семейства кривых на рис. 4.4.

Для вычисления радиационных потоков, входящих в формулу (4.8), был выбран спектральный диапазон от 0 до 20 мкм, обеспечивающий необходимую точность в интервале температур кремниевой пластины от 300 до 1500 К. Расчеты величин, входящих в формулу (4.8), проводились в указанных спектральном и температурном диапазонах с шагом 0,01 мкм и 5 К соответственно.

Материалом боковых стенок рабочей камеры и охлаждаемого пьедестала реактора являются алюминий, нержавеющей сталь или сплавы, излучательная способность которых в диапазоне рабочих температур меняется в широком диапазоне – от 0,1 до 0,9 [31, 32, 45, 46]. В связи с этим были рассмотрены два крайних случая: 1) внутренние поверхности реактора полностью поглощают излучение (абсолютно черное тело – АЧТ) $\varepsilon_{\lambda a}(\lambda, T_a) = 1$, что характерно для установок термоградиентной обработки пластин [31, 32]; 2) внутренние поверхности реактора являются идеальными отражателями (абсолютно белое тело – АБТ) $\varepsilon_{\lambda a}(\lambda, T_a) = 0$, как в установках типа [45].

Если в качестве управляющего параметра выбрать температуру излучателя при фиксированных значениях коэффициента теплообмена пластины H , то передаточные характеристики $T_w(T_r)$ будут иметь вид S-образных кривых (см. рис. 4.6). Бистабильному режиму будут соответствовать кривые, начиная с $H \approx 9$ Вт/(м²К) – в случае, когда поглотитель представлен АЧТ (рис. 4.6а) – и с $H \approx 7$ Вт/(м²К) (рис. 4.6б) – для идеально отражающего поглотителя (АБТ). Для АЧТ-поглотителя величине $H = 9$ Вт/(м²К) соответствует критическое

значение температуры излучателя $T_r = 1220$ К и величина температурного скачка пластины $\delta T_w = 145$ К, а для АБТ-поглощателя величине $H = 7$ Вт/(м²К) соответствует $T_r = 845$ К и $\delta T_w = 115$ К. Как видно из рис. 4.6а и 4.6б, величина температуры излучателя T_r , соответствующая началу температурного скачка пластины, и величина самого температурного скачка δT_w монотонно возрастают с увеличением H . Что же касается ширины петли гистерезиса, то она монотонно возрастает с увеличением H для АЧТ и стабилизируется для АБТ. При кондуктивном теплоотводе критическому значению $H_{cr1} = 9$ Вт/(м²К) начала проявления бистабильных свойств кремниевой пластины соответствует ширина газового зазора 4,4 мм, а значению $H_{cr2} = 7$ Вт/(м²К) – 5,7 мм.

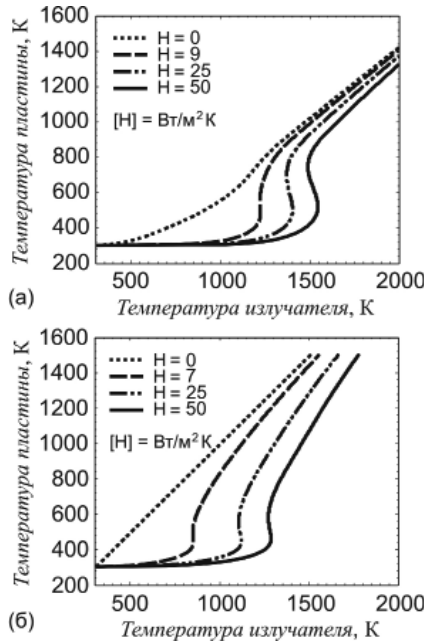


Рисунок 4.6. Передаточные кривые $T_w(T_r)$ системы, моделирующей рабочую камеру установки БТО при различных значениях коэффициента теплообмена H кремниевой пластины и охлаждающего ее газа. (а) – материал рабочей камеры – АЧТ; (б) – материал рабочей камеры – АБТ

Переход от значений H к скорости газового потока, охлаждающего пластину, определяется механизмом конвекции (вынужденной или свободной) и может быть проведен, например, в соответствии с методиками, изложенными в работах [47, 48]. В частности, для RTCVD-реакторов [46], используемых в режиме продувки инертным газом при ламинарном течении и значении числа Рейнольдса $Re \sim 100$ [49], величина коэффициента теплообмена $H \sim 0,5$ Вт/(м²К) [47]. Характерная ширина газового зазора в камерах с кондуктивным механизмом дополнительного отвода тепла от пластины [31, 32, 45] – порядка нескольких

сантиметров. Следовательно, найденные критические значения коэффициента теплообмена H и ширины газового зазора b отличаются на порядок от их рабочих значений, используемых в практике БТО. Поэтому можно ожидать, что для наблюдения температурной бистабильности в кремниевой пластине в рабочих камерах установок БТО необходимо создавать специальные режимы, для которых найденные критические значения H и b можно принять в качестве нижней оценки этих параметров. Более детальные расчеты предполагают учет конечных размеров элементов системы, потери тепла с боковой поверхности пластины [50], вызванные радиальным градиентом температуры вдоль ее поверхности, а также влияние кварцевого стекла, отделяющего ламповый блок от рабочей камеры. Все эти факторы могут привести к увеличению экспериментального значения H_{min} .

В. Контроль температуры и оптических свойств кремниевой пластины

Контроль температуры и оптических свойств кремниевой пластины целесообразно осуществлять несколькими независимыми методами. Измерения температуры пластины обеспечивались термопарами, закрепленными с обеих сторон пластины: приклеенной – с нижней стороны и прижатой – с верхней (на рис. 4.1 показана только верхняя термопара). При малых расстояниях между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом измерение температуры проводилось только верхней термопарой. Температура водоохлаждаемого пьедестала также контролировалась термопарой.

Для мониторинга изменения оптических свойств кремниевой пластины использовался пирометр с кремниевым датчиком, измерительный зонд которого подводился к необлучаемой стороне пластины через технологическое отверстие в водоохлаждаемом пьедестале. Использование пирометра для мониторинга оптических свойств кремниевой пластины является нетрадиционным и требует отдельного обсуждения [24, 51]. Показания пирометра представляют собой сумму реакций кремниевого датчика на излучение, прошедшее через пластину, излучение самой пластины и боковую засветку от ламп. При низких температурах пластины она практически прозрачна для падающего на нее излучения с длиной волны $\lambda > \lambda_{max}$, где λ_{max} соответствует характерной длине волны края поглощения кремниевой пластины. Интенсивность прошедшего излучения вследствие более высокой температуры излучателя преобладает над собственным излучением пластины, поэтому показания датчика при низких температурах кремниевой пластины пропорциональны интенсивности излучения вольфрамовых галогенных ламп. По мере увеличения температуры кремниевой пластины ее прозрачность падает, а λ_{max} сдвигается вправо, и при температурах порядка 900 К пластина становится полностью непрозрачной. Поэтому при температурах свыше 900 К показания датчика пропорциональны интенсивности собственного излучения пластины. В промежуточной области температур датчик регистрирует уменьшающуюся часть прошедшего через пластину излучения ламп и возрастающую часть ее собственного излучения. Сигнал засветки относительно слаб и пропорционален

интенсивности падающего излучения. В результате зависимость показаний пирометра от температуры пластины имеет специфическую форму знака пропорциональности «~» и в произвольных единицах характеризует интенсивность прошедшего излучения. По мере увеличения эффективного коэффициента теплообмена между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом максимум и минимум пирометрической кривой становятся все более выраженными и смещаются навстречу друг другу. В результате, в режиме бистабильности, когда зависимость температуры пластины T_w от температуры нагревателя T_r описывается S-образной кривой, на пирометрической характеристике формируется замкнутая петля.

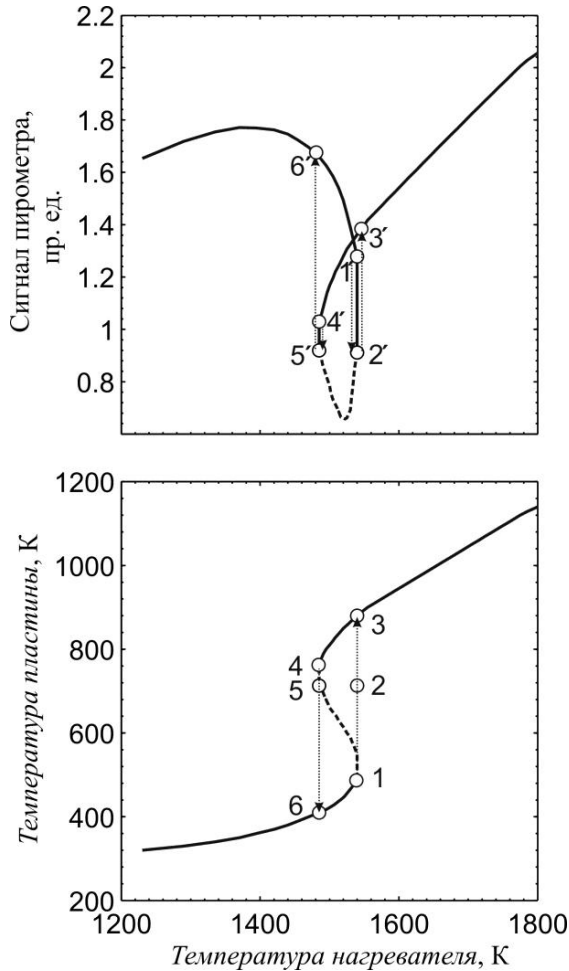


Рисунок 4.7. Фрагменты теоретических передаточных характеристик, описывающих зависимость сигнала пирометра q_{pyr} (верхняя кривая) и температуры пластины T_w (нижняя кривая) от температуры нагревателя T_r .

На рис. 4.7 показана теоретическая зависимость плотности потока излучения, падающего на объектив пирометра в спектральном интервале $0,7 \div 1,2$ мкм, от температуры слаболегированной кремниевой пластины. При расчетах предполагалось, что спектральный интервал от 0,7 до 1,2 мкм соответствует эффективной ширине полосы чувствительности кремниевого датчика используемого пирометра. Кривые построены для тепловой системы, моделирующей термический реактор. В качестве управляющего параметра выбрана температура нагревателя T_r . Бистабильный режим обеспечивается значением эффективного коэффициента теплообмена $H = 50$ Вт/(м²К). Скачку температуры пластины при переходе с нижней ветви передаточной характеристики $T_w(T_r)$ (точка 1, нижняя часть рис. 4.7) на верхнюю (точка 3) соответствует вначале резкое уменьшение сигнала пирометра (переход из точки 1' в точку 2', верхняя часть рис. 4.7) с последующим резким возрастанием (точка 3'). В результате, на пирометрической кривой в точке 2' формируется минимум, которому соответствует точка 2 на температурной характеристике $T_w(T_r)$. Аналогично, при температурном скачке с верхней ветви передаточной характеристики $T_w(T_r)$ (точка 4) на нижнюю (точка 6) показания пирометра вначале резко падают (переход из точки 4' в точку 5'), а затем скачкообразно возрастают (точка 6'). При этом на пирометрической кривой формируется второй минимум в точке 5', которому соответствует точка 5 на температурной характеристике. Поскольку при решении уравнения теплового баланса рассматриваются только пространственно однородные решения, то предполагается, что переключение пластины из одного температурного состояния в другое происходит одновременно во всех ее точках. Как следствие, в области неустойчивых решений (пунктирные ветви на передаточных характеристиках) переходам с одной ветви передаточной характеристики на другую соответствуют вертикальные отрезки 1–2–3 (1'–2'–3') и 4–5–6 (4'–5'–6'), формирующие прямые петли гистерезиса. В реальных термических процессах распределение температуры в пластине неоднородно, что приводит к сложной динамике пространственного переключения. При этом процесс переключения может зависеть как от шага, с которым меняется напряжение U на ламповом блоке, так и условий теплообмена пластины с элементами термического реактора, определяющих распределение температуры вдоль поверхности пластины. Это могут быть, в свою очередь, как контролируемые параметры (диаметр отверстия под пирометр в водоохлаждаемом пьедестале, радиальный градиент температуры, связанный с собственным излучением боковой поверхности пластины), так и неконтролируемые (флуктуации напряжения на группах ламп в ламповом блоке, непараллельность пластины по отношению к пьедесталу). Эти факторы могут приводить к затягиванию процесса переключения пластины, что приводит к формированию наклонной петли гистерезиса на температурной передаточной характеристике $T_w(T_r)$. На пирометрической кривой вертикальные отрезки 1'–2'–3' и 4'–5'–6' также преобразуются в наклонные, формирующие ветви минимума пирометрического сигнала.

Г. Особенности эксперимента при обнаружении бистабильности в кремниевой пластине

Интегральная излучательная способность кремниевой пластины ε_w зависит от ее температуры T_w и концентрации легирующей примеси [52]. При низких концентрациях примеси наблюдается резкий скачок излучательной способности пластины в интервале температур от 600 до 800 К (см. рис. 4.8). Такого рода особенности на излучательной характеристике могут приводить к наблюдению температурной бистабильности в пластине при ее нагреве [47]. При высоких концентрациях легирующей примеси кремниевая пластина ведет себя как серое тело с излучательной способностью $\varepsilon_w \approx 0,7$ [52] (рис. 4.8), и основания для наблюдения бистабильности в такой пластине отсутствуют. В связи с этим для проведения эксперимента были выбраны слаболегированная пластина КДБ-12 и, для сравнения, контрольная сильнолегированная пластина КЭС-0,01 диаметром 10 см с двусторонней полировкой и толщиной 350 мкм.

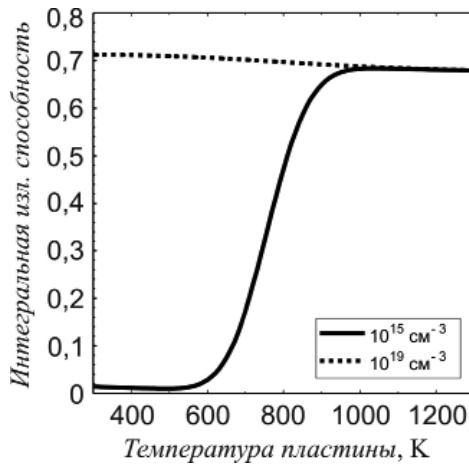


Рисунок 4.8. Зависимость интегральной излучательной способности двусторонне полированной кремниевой пластины от концентрации легирующей примеси (бора).

В установке термоградиентной обработки полупроводниковых пластин дополнительный отвод тепла от пластины осуществляется в основном теплопроводностью через газовый зазор. Как следует из теоретического анализа проблемы, можно ожидать, что при уменьшении ширины газового зазора будет достигнуто значение, соответствующее бистабильному режиму теплообмена кремниевой пластины с элементами термического реактора.

Исходя из этого, были проведены исследования зависимости стационарной температуры кремниевой пластины T_w и показаний пирометра, характеризующих поток прошедшего через пластину излучения q_T от величины электрического

напряжения U , подаваемого на ламповый блок. Исследования проводились при варьировании расстояния b между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом. Напряжение U ступенчато повышалось от 0 до U_{max} , а затем уменьшалось от U_{max} до 0 с достижением на каждой ступени стационарного режима теплообмена. Максимальное значение напряжения U_{max} соответствовало температуре ~ 1000 К, при которой кремниевая пластина становится полностью непрозрачной ($q_T = 0$). Напряжение в опытах с пластиной КДБ-12 менялось с шагом 2 В, а в опытах с пластиной КЭС-0,01 – 4 В. Для пластины КДБ-12 в каждом последующем эксперименте расстояние b пластины от водоохлаждаемого пьедестала последовательно уменьшалось в 5 раз – от 25 до 0,2 мм. Для пластины КЭС-0,01 был проведен только один контрольный эксперимент для значения $b = 0,2$ мм.

Результаты экспериментов приведены на рис. 4.9 и 4.10. На этих рисунках построены зависимости $T_w(\sqrt{U})$ и $q_T(\sqrt{U})$ (в произвольных единицах) для слаболегированной пластины КДБ-12 (рис. 4.9) и КЭС-0,01 (рис. 4.10). Величина \sqrt{U} пропорциональна температуре излучателя T_p , используемой в модельных расчетах. Маркеры в виде кружков на кривых рис. 4.9б отмечают показания верхней термопары. Сплошные кривые на рис. 4.9а и 4.9б иллюстрируют появление оптической и температурной бистабильности в пластине при ширине газового зазора $b = 0,2$ мм (круглыми маркерами отмечены кривые, соответствующие подъему напряжения, а квадратными – его спаду).

Для опытов с высотой установки пластины 25, 5 и 1 мм на рис. 4.9б наблюдается плавное возрастание температуры пластины, зафиксированное с помощью термопар. На этих кривых можно выделить три характерных участка: низкотемпературный участок – 300 ÷ 500 К (область прозрачности кремниевой пластины), участок промежуточных температур – 500 ÷ 700 К (область полупрозрачности) и высокотемпературный участок – 700 ÷ 1000 К (область полной непрозрачности пластины). Переход от одного участка к другому сопровождается появлением на характеристических кривых точек перегиба. Более отчетливо разделение выделенных участков проявляется на рис. 4.9а, где участки ограничены не точками перегиба, как на рис. 4.9б, а точками экстремумов. На низкотемпературном участке кремниевая пластина практически прозрачна, и поток прошедшего через нее излучения растет с увеличением подаваемого на лампы напряжения U . На участке промежуточных температур пропускательная способность пластины монотонно уменьшается с ростом температуры, достигая нулевых значений на границе с высокотемпературным участком. Как следствие, доля прошедшего через пластину высокотемпературного излучения ламп уменьшается, а доля собственного низкотемпературного излучения пластины возрастает. Наблюдающийся затем рост излучения, фиксируемого пирометром на высокотемпературном участке, соответствует увеличению собственного излучения пластины за счет ее разогрева возрастающим потоком излучения ламп. Обратный ход напряжения на лампах от U_{max} до 0 не приводит к появлению на характеристических кривых заметного гистерезиса (кривые, соответствующие ширине газового зазора 25,5 и 1 мм на рис. 4.9а и 4.9б).

На экспериментальных кривых для слаболегированной пластины, установленной на высоте 0,2 мм от водоохлаждаемого пьедестала, выделенные

особенности характеристических кривых проявляются наиболее отчетливо. Обращают на себя внимание сильно затянутый низкотемпературный участок и затем синхронный скачкообразный переход с низкотемпературных на высокотемпературные ветви характеристик (кривые, соответствующие ширине газового зазора 0,2 мм на рис. 4.9а и 4.9б). Дальнейшее увеличение напряжения на лампах сопровождается плавным увеличением температуры пластины и показаний пирометра. Уменьшение напряжения на лампах также сопровождается резкими скачками температуры и пропускательной способности пластины, но уже при существенно меньшем значении напряжения на лампах, что свидетельствует о гистерезисе температуры и оптических свойств слаболегированной кремниевой пластины и наблюдению в ней температурной и оптической бистабильности.

На рис. 4.9а отчетливо видна зависимость изменения оптических свойств кремниевой пластины от ширины газового зазора, характеризующего долю теплового потока, отводимого от пластины с помощью кондуктивного механизма теплоотвода. По мере увеличения доли кондуктивной составляющей крутизна участка кривой, соответствующего промежуточным температурам, увеличивается, что полностью согласуется с теоретическими предсказаниями и свидетельствует о приближении пластины к состоянию теплового пробоя и, как следствие, наблюдению оптической и температурной бистабильности в кремниевой пластине.

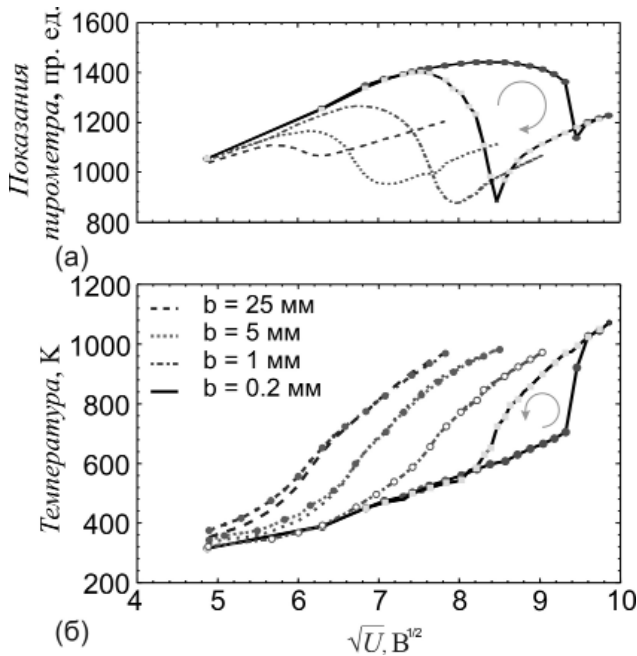


Рисунок 4.9. Зависимость показаний пирометра (а) (в произвольных единицах) и соответствующих им показаний термопары (б) (в Кельвинах) от корня квадратного из напряжения на лампах \sqrt{U}

На рис. 4.10а и 4.10б представлены контрольные экспериментальные результаты для сильнолегированной кремниевой пластины КЭС-0,01, размещенной на расстоянии 0,2 мм от водоохлаждаемого пьедестала. Как видно из рисунков, характер изменения показаний термомпары и пирометра такой же, как для пластины КДБ-12 при отсутствии бистабильности. Кривые, соответствующие увеличению и уменьшению напряжения, практически сливаются и, следовательно, гистерезис и бистабильность в пластине отсутствуют. Отсутствие бистабильности в сильнолегированной и ее наличие в слаболегированной пластине ставит вопрос о концентрационной зависимости проявления эффекта бистабильности в кремниевой пластине.

§ 3. ТЕМПЕРАТУРНАЯ И ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В КРЕМНИЕВОЙ ПЛАСТИНЕ

А. Влияние степени легирования на температурную бистабильность в кремниевой пластине

Для теоретической оценки влияния степени легирования на бистабильное поведение кремниевой пластины [51] в первом приближении предполагалось, что источник и поглотитель излучения моделируются пластинами со свойствами АЧТ. При расчете зависимостей спектральных оптических характеристик кремниевой пластины от концентрации легирующей примеси была использована программа Rad-Pro [53]. На рис. 4.10 приведены интегральные излучательные способности кремниевой пластины для различных концентраций n и p -типа легирующей примеси, полученных численным моделированием с помощью этой программы.

Как видно из рис. 4.10, кривые, соответствующие границам рассматриваемого диапазона концентраций ($10^{15} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$) легирующей примеси для слаболегированной (10^{15} см^{-3}) и сильнолегированной (10^{19} см^{-3}) пластин, практически сливаются. Анализ излучательных характеристик с промежуточной степенью легирования показывает, что по мере увеличения степени легирования кремния крутизна характеристик уменьшается. При максимальном значении концентрации 10^{19} см^{-3} излучательная характеристика пластины становится практически постоянной на всем рассматриваемом температурном диапазоне и соответствует значению 0,7, характерному для пластин собственного кремния при высоких температурах.

На рис. 4.11 представлено графическое решение уравнения теплового баланса (4.8) для пластин с различной степенью концентрации легирующей примеси. Семейство кривых теплоподвода при низких уровнях легирования имеет характерный горб, который, по мере увеличения концентрации легирующей примеси, постепенно сглаживается и одновременно сдвигается влево. При высоких уровнях легирования кривые теплоподвода принимают вид, характерный для серого тела с независимой от температуры излучательной способностью.

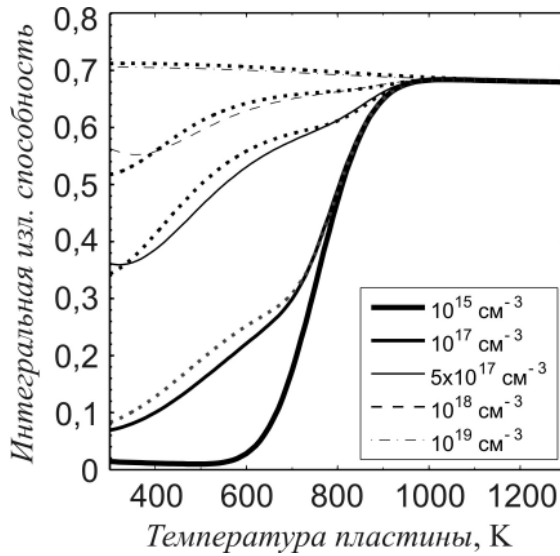


Рисунок 4.10. Зависимость интегральной излучательной способности кремниевой пластины от концентрации и типа легирующей примеси. Обозначения, указанные в легенде, относятся к пластинам n -типа; кривые, соответствующие тем же значениям концентрации для пластин p -типа, построены жирным пунктиром

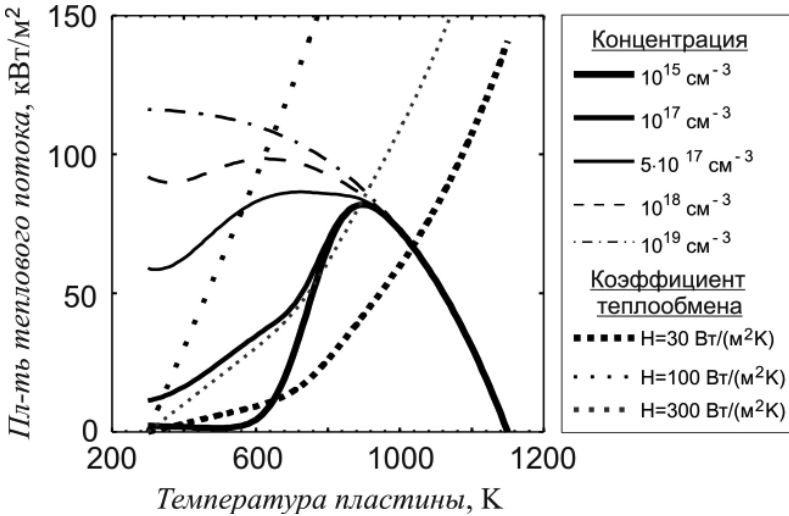


Рисунок 4.11. Графическое решение уравнения теплового баланса (4.8) для кремниевой пластины с различной концентрацией легирующей примеси

Это плавно убывающая кривая с максимумом при температуре $T_w = T_a = 300$ К. Каждая из семейства кривых теплоотвода представляет собой сумму линейной функции, описывающей конвективный теплоотвод, и степенной функции, описывающей теплоотвод излучением. С увеличением коэффициента теплообмена H крутизна кривых теплоотвода возрастает. Бистабильным решениям соответствуют три точки пересечения кривых теплоподвода и теплоотвода. Как видно из рис. 4.11, при температуре нагревателя $T_r = 1300$ К параметры тепловой системы, при которых еще может наблюдаться бистабильность, имеют значения $H \approx 100$ Вт/(м·К) и $n \approx 10^{17}$ см⁻³. На рис. 4.12а построено семейство передаточных характеристик системы $T_w(H)$ при той же температуре нагревателя $T_r = 1300$ К. Передаточные характеристики в этом случае представляют собой Z-образные кривые. Участки кривых с положительным наклоном соответствуют неустойчивым решениям уравнения теплового баланса (4.8). На этих участках тепловая система обладает гистерезисом. При увеличении концентрации примеси диапазон температур, в которых система неустойчива, уменьшается. Исчезновению температурной бистабильности в пластине соответствует такое значение концентрации примеси, при котором участок передаточной характеристики с положительным наклоном исчезает. Рис. 4.12а позволяет уточнить критические значения H и n , при которых исчезает бистабильность.

Чтобы оценить влияние теплоотвода на критическое значение концентрации легирующей примеси n , на рис. 4.12б построено семейство передаточных характеристик $T_w(T_r)$, соответствующее коэффициенту теплоотвода $H = 200$ Вт/(м·К). Следует отметить, что значение n находится между 10^{17} см⁻³ и $2 \cdot 10^{17}$ см⁻³, т.е. практически не меняется.

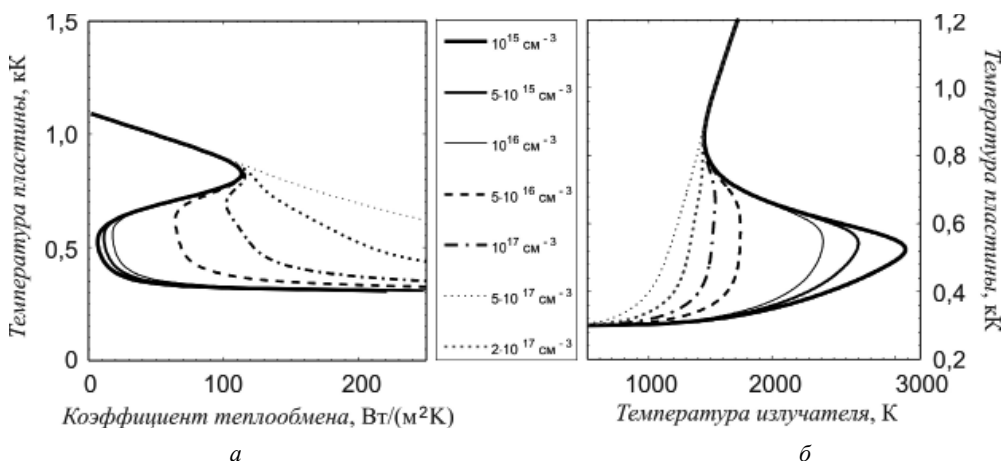


Рисунок 4.12. Передаточные характеристики тепловой системы «излучатель–пластина–поглощатель» в зависимости от уровня легирования кремниевой пластины: (а) – при фиксированной температуре нагревателя $T_r = 1300$ К; (б) – при фиксированном значении коэффициента теплообмена $H = 200$ Вт/м²К

Экспериментальная проверка результатов расчета была проведена для пластин дырочного типа проводимости, легированных бором, с удельным сопротивлением 12,1 и 0,1 Ом·см (КДБ-12, КДБ-1, КДБ-0,1) и пластин электронного типа проводимости, легированных фосфором и сурьмой, с удельным сопротивлением 4,5 и 0,01 Ом·см (КЭФ-4,5 и КЭС-0,01) соответственно. Все пластины были двусторонне полированы, а ширина газового зазора между пластиной и пьедесталом во всех экспериментах имела одно и то же значение $b = 0,2$ мм. Температура пластин определялась с помощью термопары, установленной на лицевой поверхности пластин, а их оптические свойства контролировались пирометром.

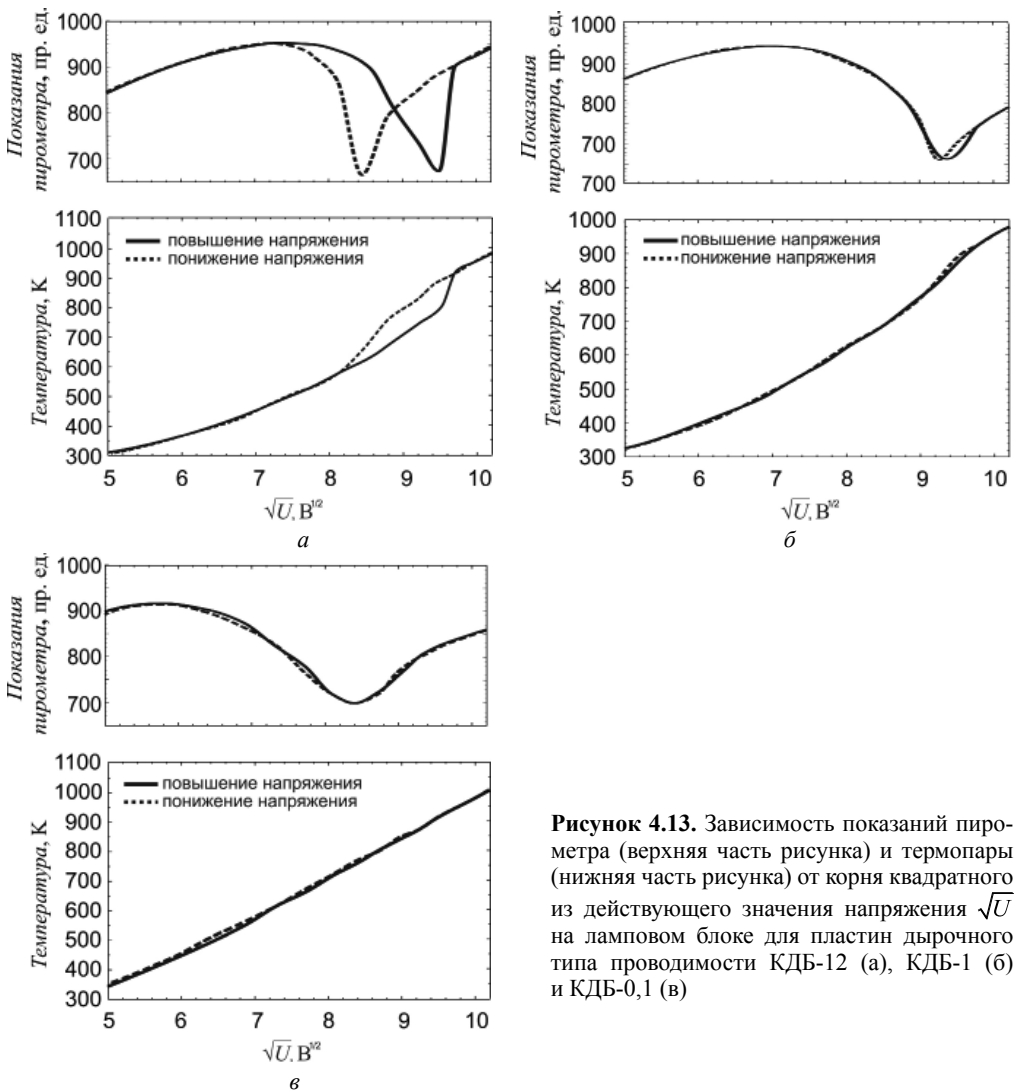


Рисунок 4.13. Зависимость показаний пирометра (верхняя часть рисунка) и термопары (нижняя часть рисунка) от корня квадратного из действующего значения напряжения \sqrt{U} на ламповом блоке для пластин дырочного типа проводимости КДБ-12 (а), КДБ-1 (б) и КДБ-0,1 (в)

Результаты экспериментов представлены на рис. 4.13 (для пластин КДБ) и рис. 4.14 (для пластин КЭФ-4,5 и КЭС-0,01). На рис. 4.13 и 4.14 показаны зависимости сигнала пирометра (верхняя часть рисунков) и термопары (нижняя часть рисунков) от корня квадратного из действующего значения напряжения \sqrt{U} на ламповом блоке. Эффект температурной бистабильности на передаточных характеристиках проявляется как петля гистерезиса, параметры которой (ширина и высота) зависят от концентрации легирующей примеси. Как и ожидалось, параметры петли гистерезиса на экспериментальных характеристиках уменьшаются с увеличением степени легирования пластины вне зависимости от типа легирующей примеси. Это видно как по кривым зависимости показаний термопары $T_w(\sqrt{U})$, так и по аналогичной зависимости сигнала пирометра $q_{pyr}(\sqrt{U})$. Особенности на этих передаточных характеристиках в районе петли гистерезиса наблюдаются при одних и тех же значениях напряжения.

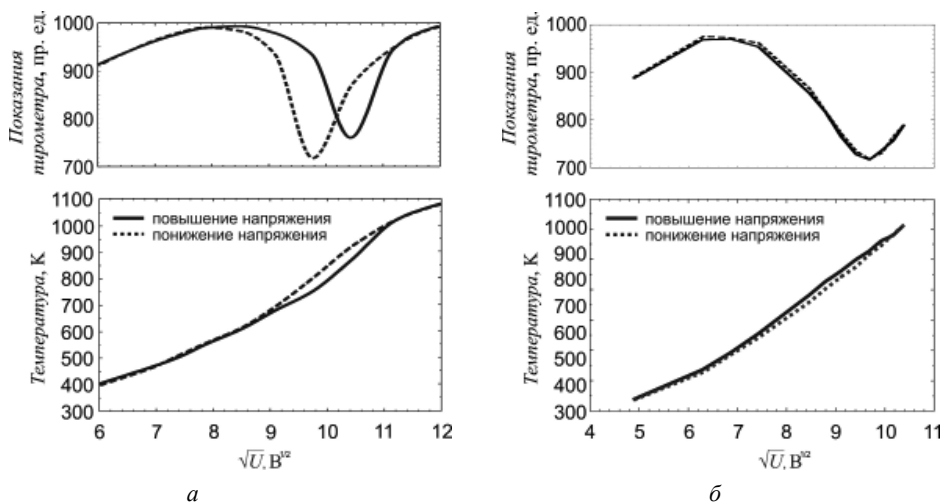


Рисунок 4.14. Зависимость показаний пирометра (верхняя часть рисунка) и термопары (нижняя часть рисунка) от корня квадратного из действующего значения напряжения \sqrt{U} на ламповом блоке для пластин электронного типа проводимости КЭФ-4,5 (а) и КЭС-0,01 (б)

Сигнал пирометра определяется соотношением прошедшего и собственного излучений пластины в спектральном интервале его чувствительности от 0,78 до 1,1 мкм. Минимумы на экспериментальных пирометрических кривых соответствуют таким значениям напряжения на ламповом блоке, при которых прошедшая и собственная составляющие излучения в этом спектральном интервале достигают одинаковой величины. Эти значения напряжений лежат внутри интервала бистабильности пластины, и их разность не превышает ширины петли гистерезиса. Поэтому совпадение минимумов на пирометрических

кривых означает отсутствие бистабильности в пластине. Такая ситуация в условиях нашего эксперимента наблюдается для сильнолегированных пластин КЭС-0,01 и КДБ-0,1 (концентрация легирующей примеси $C = 8 \cdot 10^{18}$ и $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ соответственно). Для пластины КДБ-1 с промежуточной степенью легирования ($C = 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³) наблюдается разделение минимумов пирометрических кривых, свидетельствующее о наличии гистерезиса и бистабильности в пластине. Для слаболегированных пластин КЭФ-4,5 и КДБ-12 ($C \approx 10^{15}$ см⁻³ для обеих пластин) гистерезис имеет явно выраженный характер с большим расстоянием между минимумами пирометрических кривых. Таким образом, наблюдается качественное соответствие между теоретическими расчетами и результатами экспериментов по исследованию зависимости проявления эффекта бистабильности от степени легирования кремниевой пластины.

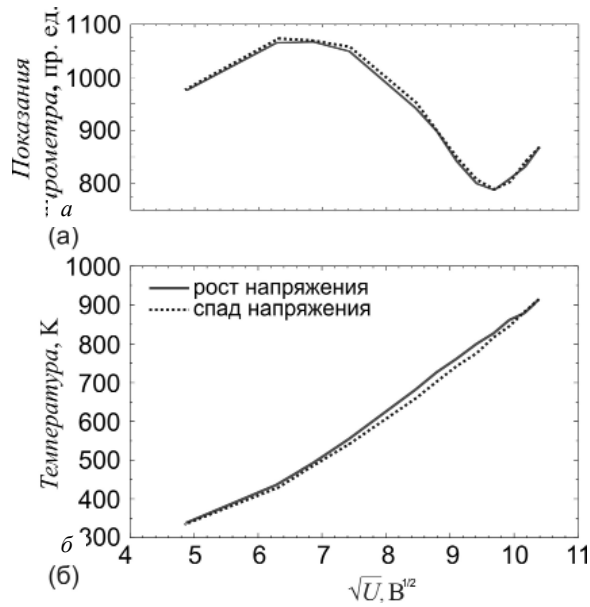


Рисунок 4.15. Зависимость показаний пирометра (а) (в произвольных единицах) и показаний термопары (б) (в Кельвинах) от корня квадратного из напряжения на лампах \sqrt{U} для сильнолегированной кремниевой пластины КЭС-0,01

Б. Влияние оптических свойств многослойной структуры на температуру пластины в тепловой системе с радиационным теплоотводом

Влияние свойств поверхности и приповерхностных структур на температуру кремниевой пластины и проявление эффекта бистабильности удобно начать с анализа упрощенной модели, когда тепловой поток, отводимый от пластины,

имеет чисто радиационную природу. Ожидается, что в этой ситуации проявление эффекта бистабильности в пластине невозможно, и оценить влияние пленочной структуры и ее параметров на температуру пластины будет проще, чем в случае с комбинированным теплоотводом. Для анализа рассмотрена задача о влиянии степени легирования слоя кремния в КНИ-структуре на температуру пластины. Прикладное значение этой задачи связано с проблемой измерения температуры кремниевой пластины с КНИ-структурой с помощью оптического пирометра.

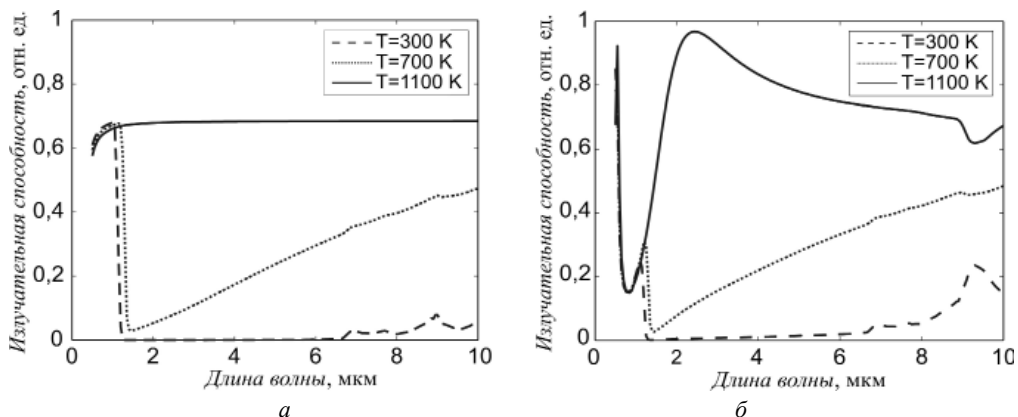


Рисунок 4.16. Сравнение спектральных излучательных способностей пластины-подложки (а) и пластины с КНИ-структурой (б)

Для уменьшения систематической ошибки при измерении температуры обрабатываемой пластины пирометр должен быть откалиброван по ее излучательной способности (см., например, [54]). Излучательная способность пластины зависит от ее температуры, толщины и состава имеющихся на поверхности пластины пленок, а также степени шероховатости ее поверхностей. В частности, при отжиге легирующей примеси в КНИ-структуре, сформированной на кремниевой пластине, излучательная способность этой системы зависит от толщины кремниевой подложки, толщины слоев Si и SiO₂, образующих КНИ-структуру, степени легирования подложки и слоя Si, ориентации поверхностей пластины относительно источника излучения. На рис. 4.16 сравниваются спектральные излучательные способности пластины-подложки (а) и пластины с КНИ-структурой (б), обращенной лицевой стороной к источнику излучения, для трех характерных температур: 400 К (пластина кремния практически прозрачна), 700 К (пластина полупрозрачна) и 1100 К (пластина непрозрачна). Как видно из рис. 4.16, наиболее сильное отклонение спектральной характеристики наблюдается при высоких температурах, характерных для имплантированных структур. Кроме того, излучательная способность может изменяться в процессе отжига вследствие процессов диффузии и испарения

легирующей примеси в слое Si. Это означает, что для точного измерения температуры необходима корректировка показаний пирометра в процессе отжига. Для решения этой задачи нужно знать зависимость излучательной способности КНИ-структуры на кремниевой подложке от концентрации и глубины проникновения легирующей примеси в слое кремния при БТО.

В рамках предложенной в § 2 модели, использующей излучатель и поглотитель излучения со свойствами АЧТ, проведено теоретическое сравнение оптических свойств и температуры кремниевой пластины (пластина-подложка) и такой же пластины со сформированной на ее поверхности КНИ-структурой [55]. Спектральные зависимости излучательной способности для обеих поверхностей пластин рассчитывались с помощью программы Rad-Pro [53] с заданным шагом по температуре 10 К в диапазоне от 300 до 1400 К и с шагом 0,05 мкм по длине волны в интервале от 0,5 до 20 мкм. Данные, полученные с помощью этой программы, подставлялись в уравнение теплового баланса (4.8), и находилось численное решение уравнения для пластины-подложки КДБ-12 и пластины с КНИ-структурой в стационарном случае. Тогда уравнение теплового баланса (4.8) при отсутствии дополнительного отвода тепла от пластины посредством конвективного или кондуктивного теплоотвода примет вид:

$$\int_{0,5}^{20} \varepsilon_{SOI,\lambda}(\lambda, T_w) [e_{\lambda b}(\lambda, T_r) - e_{\lambda b}(\lambda, T_w)] d\lambda = \int_{0,5}^{20} \varepsilon_{back,\lambda}(\lambda, T_w) [e_{\lambda b}(\lambda, T_w) - e_{\lambda,b}(\lambda, T_a)] d\lambda. \quad (4.12)$$

Спектральные характеристики исследуемой пластины со стороны КНИ-структуры обозначены подстрочным индексом «SOI», а с тыльной стороны – индексом «back».

На рис. 4.17 представлены результаты решения уравнения (4.12) в виде графика зависимости разности температур пластины с КНИ-структурой и пластины-подложки от стационарной температуры пластины-подложки. Как видно из графика, при нагреве температуры пластины с КНИ-структурой и пластины-подложки совпадают только в одной точке. Левее этой точки температура пластины с КНИ-структурой ниже, чем температура пластины-подложки, правее этой точки – выше. Семейство кривых на этом графике соответствует различной концентрации легирующей примеси в слое кремния пластины с КНИ-структурой. На температурном интервале от 1100 до 1500 К концентрационная зависимость температуры пластины с КНИ-структурой отсутствует. При высокотемпературном режиме БТО (выше 1500 К) структурам с более высокой концентрацией бора соответствует и более высокая температура отжига.

Для понимания закономерностей полученных результатов рассмотрим теплообмен пластины с нагревателем и поглотителем, полагая, что пластина поглощает излучение как серое тело. Аналог уравнения (4.12) в приближении серого тела имеет вид:

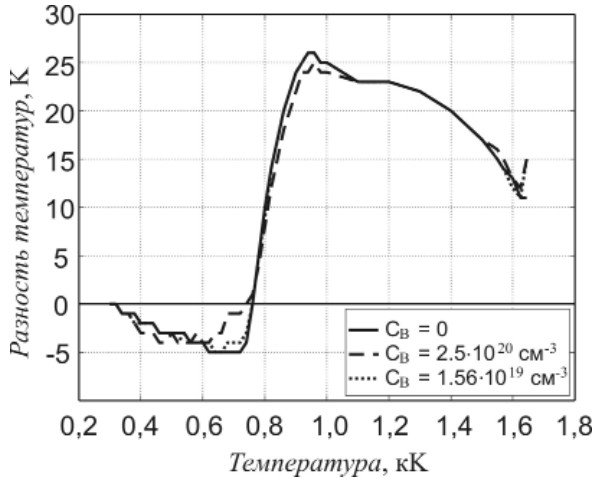


Рисунок 4.17. Зависимость разности стационарных температур пластины с КНИ-структурой и пластины-подложки от температуры пластины-подложки при различных концентрациях В в слое Si КНИ-структуры

$$\sigma \varepsilon_{SOI} (T_w) (T_r^4 - T_w^4) = \sigma \varepsilon_{back} (T_w) (T_w^4 - T_a^4), \quad (4.13)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, а интегральные излучательные способности $\varepsilon_{SOI}, \varepsilon_{back}$ определяются следующими формулами [42]:

$$\varepsilon_{SOI} = \frac{1}{\sigma T_w^4} \int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,SOI} e_{\lambda b} (\lambda, T_w) d\lambda, \quad (4.14)$$

$$\varepsilon_{back} = \frac{1}{\sigma T_w^4} \int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,back} e_{\lambda b} (\lambda, T_w) d\lambda. \quad (4.15)$$

На рис. 4.18 приведены графики температурной зависимости интегральной излучательной способности пластины-подложки и пластины с КНИ-структурой для их лицевых и тыльных сторон. Как видно из этого рисунка, интегральная излучательная способность со стороны лицевой поверхности пластины с КНИ-структурой (рис. 4.18а) лежит выше соответствующей интегральной излучательной способности пластины-подложки. Зависимость интегральной излучательной способности от концентрации легирующей примеси в слое Si КНИ-структуры заметно проявляется для высоких уровней концентрации ($2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$). В области низких температур ($< 600 \text{ К}$) кривая излучательной способности пластины с нелегированным слоем кремния лежит ниже, а при высоких температурах ($> 900 \text{ К}$) – выше интегральной излучательной способности пластины с высокой концентрацией бора в кремнии. Разница в интегральных излучательных способностях со стороны тыльной поверхности пластины с КНИ-структурой

и пластины-подложки (рис. 4.18б) проявляется только при низких температурах в области, где пластина кремния полупрозрачна (< 600 К). При высоких температурах (> 900 К) пластина с КНИ-структурой становится непрозрачной, и излучение от КНИ-структуры не доходит до тыльной поверхности пластины. Так же, как и для лицевой стороны, концентрационная зависимость интегральной излучательной способности заметна только для высоких уровней

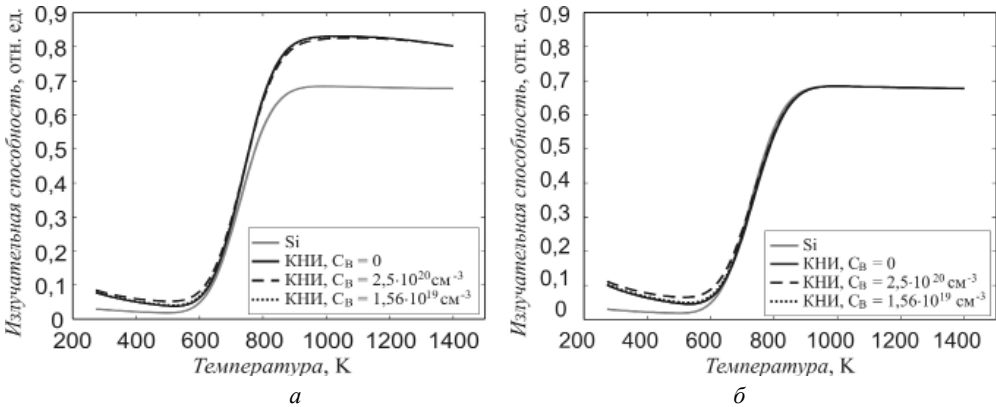


Рисунок 4.18. Зависимость интегральной излучательной способности пластины с КНИ-структурой и пластины-подложки от температуры для их лицевых (а) и тыльных (б) сторон при различных концентрациях В в слое КНИ-структуры

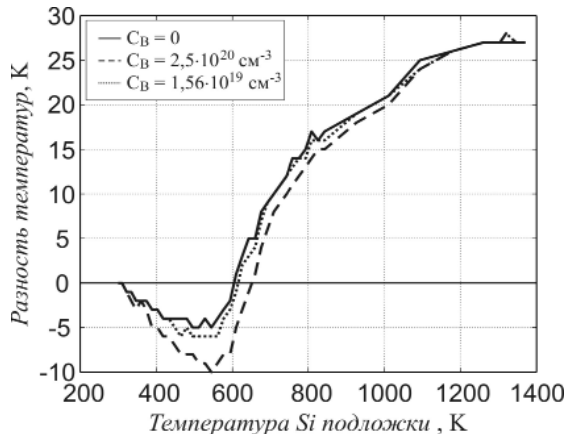


Рисунок 4.19. Зависимость разности стационарных температур пластины с КНИ-структурой и пластины-подложки от температуры пластины-подложки в приближении серого тела. Параметры КНИ-структуры те же, что и на рис. 4.17

легирования ($2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$). Решение уравнения теплового баланса (4.10) позволяет построить графики зависимости разности стационарных температур пластины с КНИ-структурой и пластины-подложки в приближении серого тела (рис. 4.19), аналогичные графикам на рис. 4.17, полученных с помощью спектральных зависимостей излучательной способности. Сравнение графиков, представленных на рис. 4.17 и 4.19, показывает хорошее соответствие результатов расчетов по формулам (4.12) и (4.13). Этот факт позволяет связать разность температур пластины с КНИ-структурой и пластины-подложки с разностью их излучательных способностей и провести качественный анализ результатов вычислений. Для решения этой задачи зафиксируем температуры излучателя и поглотителя и будем исследовать зависимость температуры пластины от изменения ее излучательных способностей со стороны лицевой и тыльной поверхностей.

Сравним два случая. В первом случае излучательные способности ε со стороны лицевой и тыльной поверхностей пластины имеют одинаковые значения; во втором – излучательная способность со стороны лицевой поверхности – $\varepsilon_w + \Delta\varepsilon$, а со стороны тыльной – ε_w . Баланс тепла в первом случае при одинаковых значениях ε_w со стороны лицевой и тыльной поверхностей пластины в стационарном состоянии имеет вид:

$$\varepsilon_w (T_r^4 - T_w^4) = \varepsilon_w (T_w^4 - T_a^4). \quad (4.16)$$

Во втором случае изменение излучательной способности со стороны лицевой поверхности пластины на $\delta\varepsilon$ приводит к изменению температуры на ΔT , и, как следствие, изменению уравнения баланса:

$$(\varepsilon_w + \Delta\varepsilon) [T_r^4 - (T_w + \Delta T)^4] = \varepsilon_w [(T_w + \Delta T)^4 - T_a^4]. \quad (4.17)$$

Введем обозначения $\Delta\varepsilon / \varepsilon_w = \delta\varepsilon$, $\Delta T / T_w = \delta T$. В этих обозначениях уравнение (4.17) преобразуется к виду:

$$(1 + \delta\varepsilon) [T_r^4 - T_w^4 (1 + \delta T)^4] = T_w^4 (1 + \delta T)^4 - T_a^4. \quad (4.18)$$

Ввиду малости $\delta\varepsilon$ и δT в разложении $(1 + \delta\varepsilon)^4$, $(1 + \delta T)^4$ можно ограничиться линейным членом: $(1 + \delta\varepsilon)^4 \approx 1 + 4\delta\varepsilon$ и $(1 + \delta T)^4 \approx 1 + 4\delta T$. Пренебрегая слагаемым $4T_w^4 \delta\varepsilon \delta T$ второго порядка малости и используя соотношение (4.16), получим выражение, описывающее зависимость изменения температуры пластины от вариации излучательной способности ее облучаемой стороны:

$$\Delta T \approx \frac{T_p}{8\varepsilon} \left(1 - \frac{T_a^4}{T_w^4} \right) \Delta\varepsilon. \quad (4.19)$$

Таким образом, увеличение излучательной способности со стороны лицевой поверхности пластины приводит к ее перегреву. Именно такая ситуация, как

видно из рис. 4.13, реализуется при высоких температурах (> 900 К) для пластины с КНИ-структурой. Излучательная способность со стороны ее лицевой поверхности в этом диапазоне температур на 0,1 выше, чем у пластины-подложки. Как следствие, температура пластины с КНИ-структурой превышает температуру пластины-подложки почти на 30 К (см. рис. 4.11 и 4.13).

Пусть теперь излучательная способность со стороны лицевой поверхности пластины – ε , а со стороны тыльной – $\varepsilon_w + \Delta\varepsilon$. Используя соотношения, аналогичные соотношениям (4.16)–(4.18), получим связь между изменением температуры пластины ΔT и вариацией $\Delta\varepsilon$ излучательной способности стороны ее тыльной поверхности:

$$\Delta T \approx -\frac{T_p}{8\varepsilon_w} \left(1 - \frac{T_a^4}{T_w^4} \right) \Delta\varepsilon. \quad (4.20)$$

Увеличение излучательной способности пластины только со стороны необлучаемой поверхности приводит к ее недогреву.

Объединяя случаи, описываемые формулами (4.19) и (4.20), и применяя алгоритм расчета, используемый для вывода формулы (4.20), получим связь между изменением температуры пластины ΔT и величинами вариаций излучательной способности облучаемой $\Delta\varepsilon_1$ и необлучаемой $\Delta\varepsilon_2$ поверхностей:

$$\Delta T \approx \frac{T_p}{8\varepsilon_w} \left(1 - \frac{T_a^4}{T_w^4} \right) (\Delta\varepsilon_1 - \Delta\varepsilon_2). \quad (4.21)$$

Таким образом, в общем случае, изменение температуры пластины определяется разностью излучательной способности облучаемой и необлучаемой поверхностей. Формула (4.21) позволяет объяснить отрицательную разность температур пластины с КНИ-структурой и пластины-подложки в области низких температур (см. рис. 4.17 и 4.19). Действительно, как видно из сравнения рис. 4.18а и 4.18б, при температурах ниже 600 К разность излучательных способностей пластины с КНИ-структурой и пластины-подложки со стороны тыльной поверхности пластины ($\Delta\varepsilon_2$) больше, чем со стороны лицевой ($\Delta\varepsilon_1$). Следовательно, разность $\Delta\varepsilon_1 - \Delta\varepsilon_2 < 0$, а с ней и разность температур $\Delta T < 0$.

В. Проявление нелинейных (бистабильных) свойств пластины с легированным слоем в радиационной системе с комбинированным теплоотводом

Выше были представлены исследования влияния степени легирования на температурную бистабильность в кремниевой пластине и влияния степени легирования слоя кремния в КНИ-структуре на излучательную способность и температуру пластины в тепловой системе с чисто радиационным теплоотводом. Опираясь на эти исследования, можно теперь рассмотреть проблему

влияния оптических и электрофизических свойств приповерхностной области кремниевой пластины на ее оптические свойства и температуру при комбинированном отводе тепла от пластины. В качестве базовой рассмотрим проблему влияния толщины и концентрации легирующей примеси в приповерхностном слое кремниевой пластины на проявление эффекта бистабильности в пластине и ее температуру. Для решения этой задачи будем использовать два подхода: менять толщину слоя при фиксированной концентрации примеси и менять концентрацию примеси при фиксированной толщине легированного слоя. Начнем с исследования влияния толщины легированного слоя кремния на проявление эффекта бистабильности. Рис. 4.20а демонстрирует зависимость интегральной излучательной способности пластины с легированным слоем от температуры при различной толщине слоя. Степень легирования слоя p -типа – 10^{20} см^{-3} , а сам слой находится на верхней облучаемой стороне слаболегированной (10^{15} см^{-3}) пластины n -типа. Толщина слоя возрастает от 0,1 до 2,5 мкм. Высота скачка излучательной способности с ростом температуры для этого семейства кривых уменьшается с увеличением толщины слоя, а характер зависимости меняется от скачкообразного к линейному. Поскольку линейный характер излучательной способности от температуры свойственен металлам, для которых бистабильное поведение не наблюдается, то следует ожидать исчезновение бистабильного эффекта по мере роста толщины слоя. Для указанных толщин слоев рассчитаны передаточные характеристики структур в радиационной системе, для которой управляющим параметром является температура АЧТ нагревателя (см. рис. 4.20б). Расчет проведен с использованием программы Rad-Pro в интервале температуры $300 \div 1100 \text{ К}$ и в спектральном диапазоне $0,5 \div 9 \text{ мкм}$.

Результаты расчета подтвердили предположение об уменьшении проявления эффекта бистабильности в пластине по мере сглаживания ее интегральной излучательной способности с ростом толщины легированного слоя. Обращает на себя внимание тот факт, что для сильнолегированного слоя субмикронной толщины поведение пластины остается бистабильным. Таким образом, возможность бистабильного поведения пластины должна приниматься во внимание для пластин, на которых сформированы сильнолегированные слои нанометровой толщины.

Для системы с заданным значением коэффициента теплообмена проведем оценочный расчет толщины легированного слоя кремния, начиная с которой пластина перестает проявлять бистабильные свойства. Такую толщину слоя будем называть критической. Малейшее превышение этого значения приведет к утрате пластиной бистабильного поведения. Ширина петли гистерезиса для такой пластины обращается в ноль. Зафиксируем значение коэффициента теплообмена на уровне, соответствующем сильному проявлению эффекта бистабильности в кремниевой слаболегированной пластине n -типа с концентрацией легирующей примеси 10^{15} см^{-3} . Положим $H = 200 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ и вычислим толщину критического слоя при уровне легирования 10^{20} см^{-3} . Вычисления показывают, что толщина критического слоя в этом случае составляет 2 мкм как для n , так и для p -типа легирующей примеси в слое (см. рис. 4.20б).

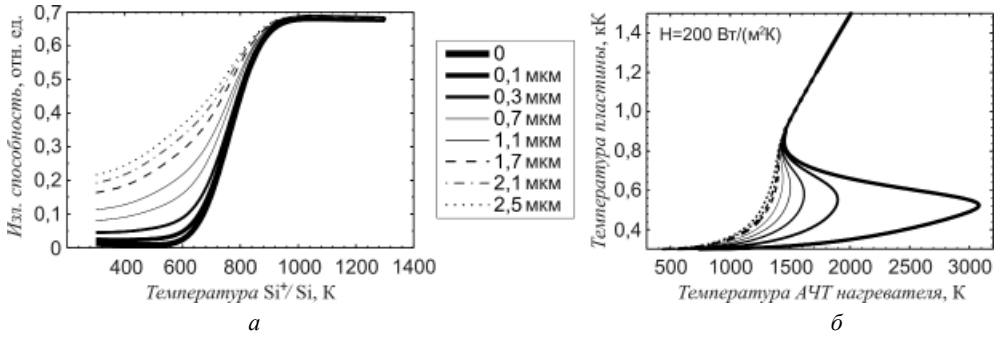


Рисунок 4.20. (а) – зависимость интегральной излучательной способности кремниевой пластины с легированным слоем от температуры кремниевой пластины при различных значениях толщины слоя. (б) – передаточные характеристики $T_n(T_c)$ для кремниевой пластины с легированным слоем, толщина которого соответствует рис. 4.20а

Анализ рис. 4.20б позволяет также отметить следующие закономерности для пластин с толщиной слоя меньше критической. По мере увеличения толщины слоя от нуля до критического значения, равного 2 мкм, уменьшается значение температуры, которая соответствует началу температурного скачка в пластине. Эту зависимость иллюстрирует взаимное расположение спектральной излучательной способности пластины и спектральной функции Планка. Для пластин с толщиной слоя 0, 0,1, 0,3, 0,5, 0,7, 1,1 и 1,5 мкм температура начала скачка последовательно растет: 524, 534, 553, 567, 581, 616 и 660 К соответственно. Увеличение толщины сильнолегированного слоя сопровождается подъемом длинноволновой части спектральной характеристики пластины. При этом наблюдаются те же эффекты, что и при увеличении концентрации легирующей примеси в однородной пластине. Это равносильно уменьшению коэффициента теплообмена, характеризующего эффективность нерadiационной составляющей теплоотвода. Такое уменьшение H можно трактовать как «перегрев» пластины, который уменьшает параметры петли гистерезиса (ширину и высоту) и температуру нагревателя, соответствующую началу температурного скачка. Как показывают расчеты, эта температура действительно уменьшается: 3080, 2305, 1898, 1723, 1617, 1502 и 1439 К.

Уменьшая шаг по толщине легированного слоя, можно получить любое заданное значение высоты петли гистерезиса. Очевидно, что варьирование концентрации легирующей примеси в слое заданной толщины также позволит получить сплошной спектр по величине скачка температуры в структуре. Возможность задавать величину скачка температуры подбором параметров структуры может представлять интерес для полупроводниковой технологии.

Исследуем зависимость величины температурного скачка при переходе изображающей точки с одной ветви петли гистерезиса на другую (высота петли гистерезиса) от толщины легированного слоя при бистабильном режиме

теплообмена. Для этого рассмотрим радиационную систему с заданной температурой нагревателя и построим зависимость температуры пластины от коэффициента теплообмена для пластин с различной толщиной сильнолегированного (10^{20} см^{-3}) слоя (см. рис. 4.21). На рис. 4.22 приведены результаты расчетов высоты петли гистерезиса при нагреве со стороны лицевой и тыльной поверхностей пластины. Ситуации, когда легированный слой обращен к нагревателю, соответствует сплошная линия, а обратной ситуации – пунктирная. Для более яркого результата расчеты выполнены при большом значении коэффициента теплоотвода ($H = 200 \text{ Вт/м}^2\text{К}$). Обращают на себя внимание следующие факты.

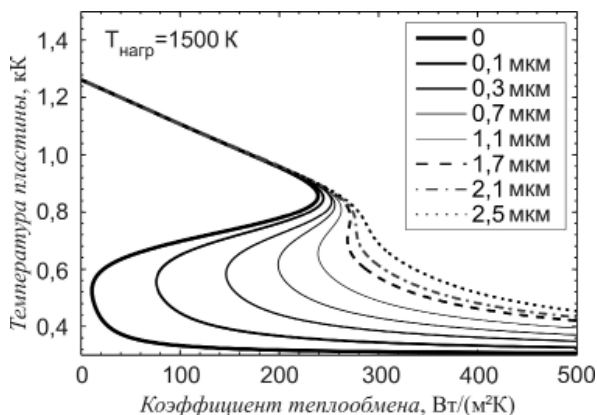


Рисунок 4.21. Передаточные характеристики $T_w(H)$ для кремниевой пластины с легированным слоем. Параметры пластины и слоя те же, что и на рис. 4.20. Температура нагревателя $T_r = 1500 \text{ К}$

1) Независимо от расположения слоя относительно нагревателя параметры петли гистерезиса кремниевой пластины, содержащей легированный слой, меньше, по сравнению с пластиной без слоя.

2) В зависимости от расположения легированного слоя по отношению к нагревателю разность высот петли гистерезиса меняет свой знак при прохождении значения толщины легированного слоя $0,435 \text{ мкм}$ (см. рис. 4.22). Причиной этому должно быть изменение взаимного положения излучательных характеристик пластины со стороны ее лицевой и тыльной поверхностей при прохождении данного значения толщины в рассматриваемом интервале температур.

3) Высота петли гистерезиса для структуры типа Si^+/Si с толщиной слоя до 1 мкм выше при нагреве, чем при охлаждении. При нагреве для АЧТ-нагревателя и поглотителя и субмикронных толщин легированной пленки высота петли составляет $\sim 700 \text{ К}$, при охлаждении – $\sim 500 \text{ К}$.

Следующая задача в своей постановке является обратной к рассмотренной. Пусть имеется структура $p^+ \text{-Si}$ ($2,3 \text{ мкм}$)/ $n \text{-Si}$ (400 мкм), не проявляющая бистабильных свойств и в то же время достаточно близко расположенная к границе

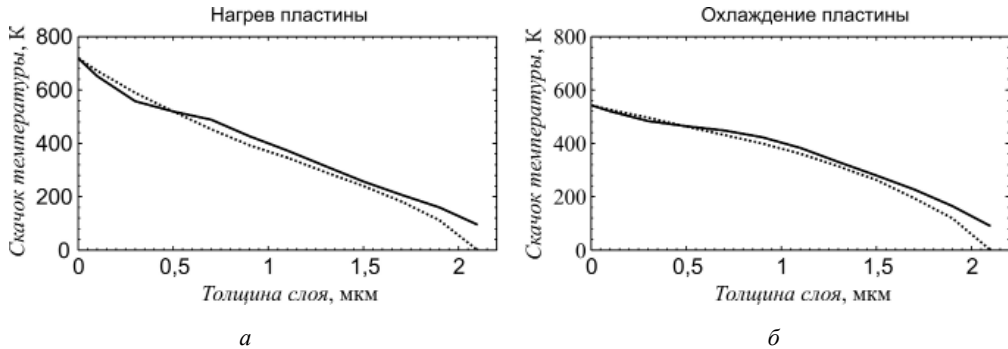


Рисунок 4.22. Зависимость температурного скачка при переходе изображающей точки с одной ветви петли гистерезиса на другую от толщины легированного слоя при нагреве (а) и охлаждении (б) кремниевой пластины

бистабильности. Можно ли заставить пластину проявлять температурную бистабильность, наращивая пленку собственного кремния с тыльной стороны пластины? Какого порядка должна быть толщина этой пленки, сопоставима ли она с величиной слоя, компенсирующего эффект? Результаты расчетов представлены на рис. 4.23. Если пластина кремния с высоколегированным слоем, толщина которой достаточна для подавления бистабильности в слаболегированной пластине с концентрацией примеси 10^{15} см^{-3} высоколегированным слоем (10^{20} см^{-3}), обращена к нагревателю, то увеличением толщины пленки собственного кремния с тыльной стороны пластины восстановить температурную бистабильность в пластине не удастся (рис. 4.23а). Положительное решение задачи возможно, если перевернуть пластину по отношению к нагревателю обратной стороной. Восстановление бистабильности становится возможным при толщинах пленок собственного кремния, почти в тридцать раз превышающих толщину пленки высоколегированного слоя кремния.

На основе данных по температурной зависимости спектральной излучательной способности пластины Si^+/Si , полученных с помощью программы Rad-Pro, построены температурные зависимости интегральных излучательных способностей этих пластин. Установлено, что на температурном интервале $550 \div 650 \text{ К}$ для слаболегированной кремниевой пластины n -типа, на поверхности которой создан сильнолегированный слой p -типа, существует значение толщины слоя, при котором излучательные способности со стороны обеих поверхностей пластины совпадают. Для пластины с концентрацией легирующей примеси 10^{15} см^{-3} и слоя с концентрацией 10^{20} см^{-3} такой эффект должен наблюдаться при толщине слоя $0,435 \text{ мкм}$. Для более тонких слоев излучательная способность со стороны слоя ниже, чем с тыльной стороны пластины, и, наоборот, для пластины с толщиной легированного слоя выше $0,435 \text{ мкм}$ ее излучательная способность со стороны сильнолегированного слоя выше, чем с тыльной стороны той же пластины.

Также с использованием полученных интегральных излучательных способностей выполнен расчет температуры пластины в радиационной системе

с АЧТ-нагревателем и поглотителем при комбинированном теплоотводе (излучением и конвекцией/кондукцией). В результате были получены критические значения коэффициента теплообмена, позволившие установить параметры бистабильного режима для слоя переменной толщины. По мере роста толщины легированного слоя эффект возникает при более высокой температуре нагревателя, а критические значения коэффициента теплообмена, при которых возникает эффект, увеличиваются. Интервал значений коэффициента теплообмена, при которых пластина работает в бистабильном режиме, сужается с увеличением толщины слоя. При заданном теплоотводе имеет место ослабление эффекта с толщиной легированного слоя вплоть до критической. При $H = 200 \text{ Вт/м}^2\text{К}$ толщина критического слоя p -типа с концентрацией легирующей примеси 10^{20} см^{-3} в слаболегированной пластине n -типа с концентрацией легирующей примеси 10^{15} см^{-3} составляет 2 мкм. В температурном диапазоне $550 \div 650 \text{ К}$ для пленок тоньше 0,435 мкм параметры петли выше при расположении слоя к источнику нагрева, чем при обратном расположении слоя. Для пленок толще, чем 0,435 мкм, параметры петли гистерезиса при наблюдении эффекта бистабильности выше в случае расположения легированного слоя к поглотителю.

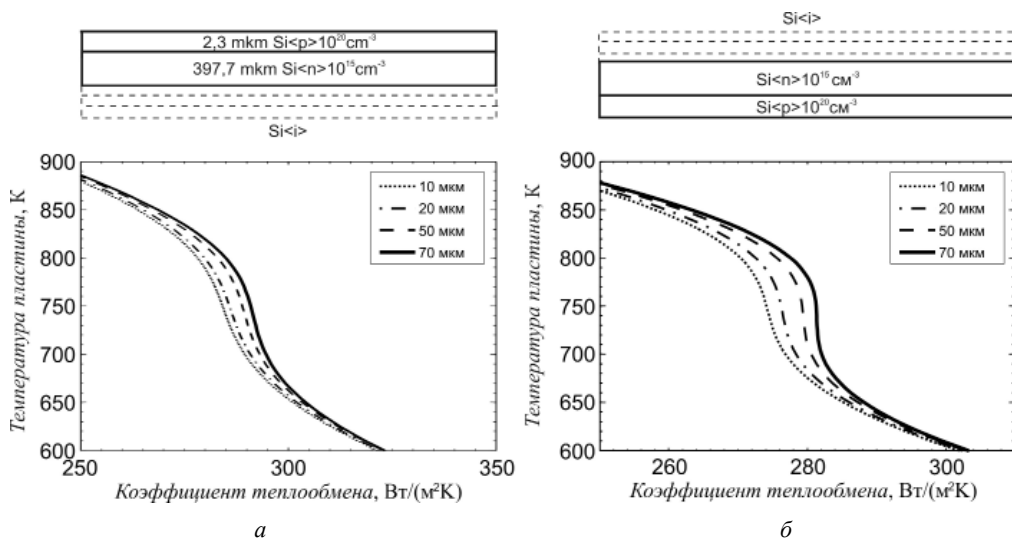


Рисунок 4.23. Передаточные характеристики $T_w(H)$ структуры p^+ -Si (2,3 мкм)/ n -Si (400 мкм) с компенсирующим слоем собственного кремния на противоположной от легированного слоя стороне в зависимости от толщины компенсирующего слоя и его расположения относительно нагревателя. (а) – компенсирующий слой обращен к поглотителю, (б) – к нагревателю

Рассмотренные случаи влияния параметров легированных слоев и пленок собственного кремния на проявление бистабильных свойств пластины позволяют сделать следующий вывод. При одних и тех же параметрах структуры для

проявления бистабильности предпочтительно такое расположение пластины относительно нагревателя, при котором для одних и тех же температур пластины увеличивается отвод тепла от ее тыльной поверхности, обращенной к поглощающему. Увеличению теплоотвода соответствует рост эффективного коэффициента теплообмена, что увеличивает возможность проявления эффекта бистабильности в пластине.

Используя полученные результаты, сравним температуры пластин с КНИ-структурой и пластины-подложки в тепловой системе с комбинированным теплоотводом. С этой целью введем в модель рабочей камеры установки БТО, используемой в разделе Б § 3, дополнительный конвективный или кондуктивный отвод тепла от пластины, эффективность которого будем характеризовать коэффициентом теплообмена H . Величину температурной поправки, т.е. разность температур между пластиной с КНИ-структурой и пластиной-подложкой, обозначим в этом случае ΔT_H . Для ее расчета рассмотрим те же пластины, что и в случае тепловой системы с чисто радиационным механизмом теплообмена, и используем аналогичные приемы работы с уравнением теплового баланса:

$$\sigma \varepsilon_w (T_r^4 - T_a^4) = \sigma \varepsilon_w (T_w^4 - T_a^4) + H \cdot (T_w - T_a), \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} & (\varepsilon_w + \Delta \varepsilon_1) \cdot (T_r^4 - (T_w + \Delta T_H)^4) = \\ & = (\varepsilon_w + \Delta \varepsilon_2) \cdot ((T_w + \Delta T_H)^4 - T_a^4) + H \cdot (T_w + \Delta T_H - T_a). \end{aligned} \quad (4.23)$$

При совместной вариации излучательных способностей $\Delta \varepsilon_1$ и $\Delta \varepsilon_2$ со стороны лицевой и тыльной поверхностей пластины выражение для ΔT_H имеет вид:

$$\Delta T_H = \frac{T_w}{\varepsilon_w} \left[\frac{(T_w^4 - T_a^4) \cdot (\Delta \varepsilon_1 - \Delta \varepsilon_2) + \frac{H}{\varepsilon_w \sigma} \cdot (T_w - T_a) \cdot \Delta \varepsilon_1}{8T_w^4 + \frac{H}{\varepsilon_w \sigma} T_w} \right] \quad (4.24)$$

или

$$\begin{aligned} \Delta T_H &= \frac{(T_w - T_a)}{\varepsilon_w} \times \\ & \times \left[\frac{(T_w^3 + T_w \cdot T_a^2 + T_a \cdot T_w^2 + T_a^3) \cdot (\Delta \varepsilon_1 - \Delta \varepsilon_2) + \frac{H}{\varepsilon_w \sigma} \cdot \Delta \varepsilon_1}{8T_w^3 + \frac{H}{\varepsilon_w \sigma}} \right]. \end{aligned} \quad (4.24a)$$

Из уравнения (4.24a) следует, что при введении в систему дополнительного механизма теплоотвода температурная поправка определяется изменением

излучательной способности со стороны лицевой и тыльной поверхностей пластины и коэффициентом теплообмена. При $\Delta\varepsilon_1 > \Delta\varepsilon_2$ знак поправки положительный, при $\Delta\varepsilon_1 < \Delta\varepsilon_2$ знак ΔT_H может зависеть от значения H . В этом случае значение H определяет приращение температуры, связанное с изменением поглощательной способности со стороны лицевой поверхности пластины $(H/\varepsilon_w\sigma)\Delta\varepsilon_1$, в числителе второй дроби выражения (4.24а). При прочих равных условиях значения H может быть недостаточно, и величина ΔT_H может иметь как положительный, так и отрицательный знак. Согласно (4.24), в системе с комбинированным теплообменом температурная поправка связана с коэффициентом конвективного теплообмена через изменение излучательной способности со стороны лицевой поверхности пластины, нивелируя, тем самым, влияние излучательной способности с ее тыльной стороны. Предельным случаем полученного результата, когда влиянием излучательной способности со стороны тыльной поверхности можно пренебречь, является случай радиационной системы с идеально отражающим поглотителем (АБТ), для которого:

$$\Delta T_H = \frac{\sigma(T_h^4 - T_w^4) \cdot \Delta\varepsilon_1}{4\sigma\varepsilon_w T_w^3 + H}. \quad (4.25)$$

Как видно из формулы (4.25), температурное поведение поправки ΔT_H не зависит ни от температуры поглотителя, ни от излучательной способности со стороны тыльной поверхности пластины.

Формула (4.24) получена с использованием линейного приближения в разложении степенного многочлена $(1-x)^n \approx 1-nx$ и справедлива при малых значениях $\Delta T_H/T_w$, т.е. при отсутствии эффекта температурной бистабильности в материале.

При наличии бистабильности в пластине формула работает для низких и высоких температур, т.е. до и после бистабильного скачка температуры в материале. На интервале промежуточных температур, когда в материалах имеет место бистабильное поведение, температурная поправка может быть построена геометрически на основе анализа передаточной характеристики. Другим способом построения температурной поправки может быть численный способ. На рис. 4.24а и 4.24б проведено сравнение передаточных характеристик для кремниевой пластины с КНИ-структурой при уровне легирования кремниевого слоя $2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и пластины-подложки при теплоотводе, соответствующем бистабильному поведению пластин ($H = 1$ и $20 \text{ Вт/м}^2\text{К}$). На рис. 4.24в и 4.24г показаны соответствующие этим характеристикам разности температур между пластиной с КНИ-структурой и пластиной-подложкой, полученные численным моделированием и построенные на основе формулы (4.24). Как видно из рис. 4.24, на интервале бистабильного поведения пластин с $H = 20 \text{ Вт/м}^2\text{К}$ наблюдается только качественное совпадение графиков, тогда как при температурах, предшествующих бистабильному режиму и последующих за ним, наблюдается также и хорошее количественное соответствие.

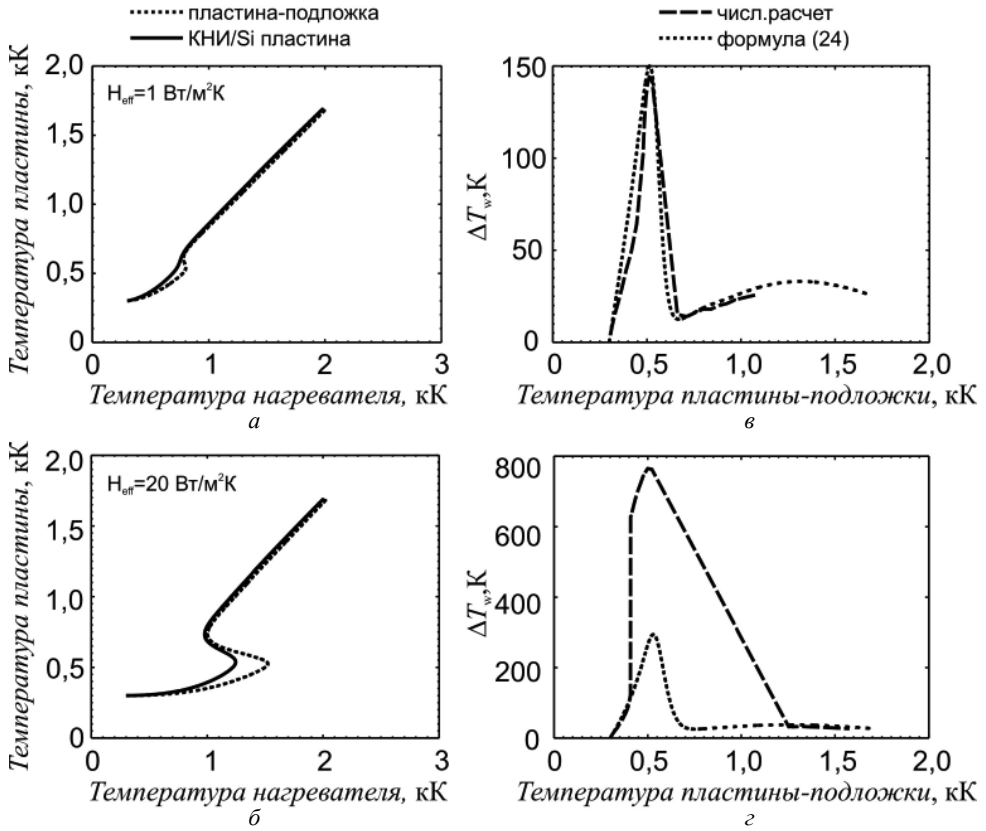


Рисунок 4.24. Передаточные характеристики для кремниевой пластины с КНИ-структурой и пластины-подложки при бистабильном режиме теплообмена: (а) $H = 1 \text{ Вт/м}^2\text{К}$; (б) $H = 20 \text{ Вт/м}^2\text{К}$. (в)–(г) – соответствующие этим характеристикам разности температур между пластиной с КНИ-структурой и пластиной-подложкой

Подстановка в выражение (4.24) нулевого значения коэффициента конвективного теплообмена $H = 0$ позволяет получить выражение (4.19) для температурной поправки в системе с чисто радиационным теплообменом.

В случае легированного материала, для которого справедливо соотношение $\Delta\varepsilon_1 = \Delta\varepsilon_2 = \Delta\varepsilon$, выполняя соответствующую подстановку, имеем оценку:

$$\Delta T_H \sim H \cdot \Delta\varepsilon. \quad (4.26)$$

Таким образом, температурная поправка, т.е. разность температур между пластиной с пленочной структурой и кремниевой пластиной-подложкой, в системе с радиационным теплоотводом однозначно определяется балансом изменения излучательной способности со стороны лицевой и тыльной поверхностей пластины (формула (4.19)). Согласно аналитическому выражению (4.24),

температурная поправка в системе с комбинированным теплоотводом связана с балансом изменения излучательной способности со стороны лицевой и тыльной поверхностей пластины, а также с коэффициентом конвективного теплообмена через изменение излучательной способности со стороны лицевой поверхности пластины. В случае, когда изменение излучательной способности со стороны лицевой поверхности пластины больше, чем со стороны тыльной поверхности, температурная поправка однозначно положительна. Если изменение излучательной способности со стороны лицевой поверхности пластины меньше, чем со стороны тыльной, то знак температурной поправки может быть как положительным, так и отрицательным. При этом, чем выше значение произведения $H\Delta\varepsilon_1$, тем выше значение положительной температурной поправки. Изменение излучательной способности со стороны тыльной поверхности пластины $\Delta\varepsilon_2$ входит в выражение (4.24) для температурной поправки ΔT_H только в составе балансового множителя $(\Delta\varepsilon_1 - \Delta\varepsilon_2)$ и не оказывает самостоятельного влияния на ΔT_H .

Следует также отметить, что при бистабильном режиме термообработки Si-пленки с КНИ-структурой наблюдается концентрационная зависимость ширины петли гистерезиса от концентрации легирующей примеси в слое кремния, которая проявляется тем сильнее, чем более выражена нерадиационная составляющая теплоотвода.

В заключение обсудим влияние шероховатости поверхности кремниевой пластины на ее температуру при чисто радиационном и комбинированном отводах тепла от пластины. Для учета влияния шероховатости на температуру пластины при ее термообработке в реакторе установки БТО воспользуемся результатами, полученными в разделе Б. Для сравнения полученных теоретических данных с экспериментальными результатами, полученными для случая радиационного теплоотвода [56], воспользуемся формулой (4.19). Представим излучательную способность односторонне полированной пластины со стороны шероховатой поверхности в виде $\varepsilon_{w1} = \varepsilon_w + \Delta\varepsilon_1$, а со стороны полированной – $\varepsilon_{w2} = \varepsilon_w + \Delta\varepsilon_2$. Полагая в соответствии с законом Кирхгофа, что излучательная способность пластины ε_w равна ее поглотительной способности α_w , можно записать, что $\varepsilon_{w1} = \alpha_{w1}$, $\varepsilon_{w2} = \alpha_{w2}$. Тогда, как следует из результатов работы [56], $\Delta\varepsilon_1 > \Delta\varepsilon_2$. Выбрав в качестве базовой температуры T_w температуру пластины с двусторонней полировкой, получим, что отклонение температуры пластины, обращенной шероховатой поверхностью к нагревателю, от температуры двусторонне полированной пластины определится соотношением:

$$\Delta T_1 = \frac{T_w}{8\varepsilon_w} \left(1 - \frac{T_w^4}{T_a^4} \right) (\Delta\varepsilon_1 - \Delta\varepsilon_2) > 0,$$

а для пластины, обращенной к нагревателю полированной поверхностью:

$$\Delta T_2 = \frac{T_w}{8\varepsilon_w} \left(1 - \frac{T_w^4}{T_a^4} \right) (\Delta\varepsilon_2 - \Delta\varepsilon_1) < 0.$$

Следовательно, в первом случае $T_{w1} = T_w + \Delta T_1$, а во втором – $T_{w2} = T_w - \Delta T_2$, т.е. температура односторонне полированной пластины, обращенной к нагревателю шероховатой стороной, выше температуры пластины, обращенной к нагревателю полированной стороной, что находится в полном согласии с экспериментальными результатами.

Для случая комбинированного теплоотвода следует использовать выражение (4.24). Для пластины, обращенной шероховатой стороной к нагревателю, температурная поправка $\Delta T_1 > 0$, и температура пластины с шероховатой поверхностью выше температуры двусторонне полированной пластины при тех же условиях теплоотвода. Если же пластина обращена шероховатой стороной к поглотителю, температурная поправка зависит от величины эффективного коэффициента теплообмена H . Как следует из выводов предыдущего раздела, т.к. $\Delta \varepsilon_1 > \Delta \varepsilon_2$, то для лучшего наблюдения бистабильности в односторонне полированной пластине ее необходимо располагать шероховатой стороной к поглотителю, тем самым увеличивая эффективность отвода тепла от пластины.

§ 4. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ В КРЕМНИЕВОЙ ПЛАСТИНЕ

Наряду с электрофизическими и геометрическими параметрами пластины, которые можно отнести к внутренним факторам, на проявление эффекта бистабильности могут оказывать влияние параметры тепловой системы, непосредственно не связанные с пластиной – внешние факторы. Это, прежде всего, температура и оптические свойства элементов термического реактора, таких как нагреватель и поглотитель излучения. Данный параграф посвящен влиянию температуры поглотителя на температуру и оптические свойства кремниевой пластины при ее нагреве и охлаждении в термическом реакторе установки БТО в нестационарных условиях, соответствующих проявлению бистабильности в пластине.

А. Модель термического реактора

Так же, как и при исследовании бистабильности при стационарных условиях теплообмена, будем моделировать термический реактор тремя бесконечными параллельными пластинами. Однако теперь предполагается, что под действием излучения нагревателя, прошедшего через пластину, и собственного излучения кремниевой пластины, а также тепла, передаваемого от пластины конвективным или кондуктивным механизмом, поглотитель может нагреваться, и его температура является функцией температур нагревателя и пластины. При этом баланс тепла для поглотителя обеспечивается отводом тепла потоком воды, температура которой предполагается постоянной. Эффективность отвода тепла от поглотителя потоком воды будем характеризовать коэффициентом теплообмена H_1 (рис. 4.25).

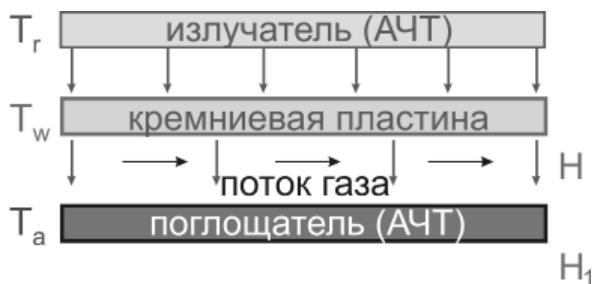


Рисунок 4.25. Схематическое изображение модели рабочей камеры установки БТО для случая поглотителя с переменной температурой

Б. Описание эксперимента

В рамках одномерной модели, введенной в § 2, найдены условия возникновения бистабильного режима теплообмена кремниевой слаболегированной пластины с элементами термического реактора установки БТО. В зависимости от механизма дополнительного отвода тепла от пластины – конвективного или кондуктивного – бистабильность должна наблюдаться либо при значениях коэффициента теплообмена выше $10 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, либо для значений ширины газового зазора меньших 5 мм, соответственно. В экспериментах с пластиной КДБ-12 ширина газового зазора, соответствующая проявлению эффекта бистабильности, оказалась на порядок меньше: при $b = 1 \text{ мм}$ бистабильность не наблюдалась, а при $b = 0,2 \text{ мм}$ наблюдалась широкая петля гистерезиса. При этом фиксировалось явление теплового пробоя [36] в точках, соответствующих краям нижней и верхней ветвей петли. По результатам анализа причин несоответствия теоретических и экспериментальных значений критической ширины газового зазора была скорректирована модель термического реактора и внесены небольшие конструктивные изменения в сам реактор.

В модели была учтена возможность нагрева водоохлаждаемого пьедестала и, тем самым, введена возможность обратной связи между пластиной и поглотителем [33]. В самом же водоохлаждаемом пьедестале для более равномерного распределения температуры по пластине был уменьшен диаметр отверстия под пирометр в 5 раз – от первоначального значения 7,5 мм до 1,5 мм. Уменьшение диаметра отверстия под пирометр дало следующие результаты: 1) на порядок увеличилось критическое значение ширины газового зазора b_{cr} ; 2) увеличился наклон петли гистерезиса и уменьшилась критическая мощность тока в лампах, соответствующая краю нижней ветви петли гистерезиса (температура начала теплового пробоя).

Для сравнения на рис. 4.26 представлены передаточные характеристики кремниевой пластины КДБ-12 при ширине газового зазора 0,2 мм для случаев, когда диаметр отверстия под пирометр равен 7,5 мм (рис. 4.26а) и 1,5 мм (рис. 4.26б). Увеличение наклона петли гистерезиса при уменьшении диаметра

отверстия под пирометр связано с изменением характера теплового пробоя в пластине. Процесс пробоя становится контролируемым, и, как следствие, появляется возможность «зависания» температуры пластины в точках, соответствующих неустойчивой ветви передаточной характеристики в метастабильном состоянии пластины.

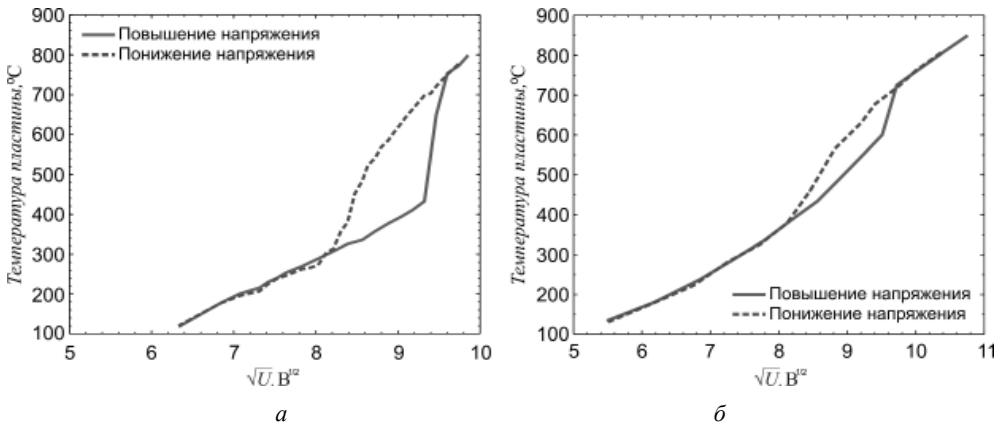


Рисунок 4.26. Экспериментальные кривые, описывающие зависимость температуры T_w кремниевой двусторонне полированной пластины КДБ-12 как функцию квадратного корня из напряжения на ламповом блоке \sqrt{U} для различного диаметра отверстия под пирометр. (а) – диаметр отверстия – 7,5 мм; (б) – диаметр отверстия – 1,5 мм

Особенностью поведения пластины в этих точках являются наблюдаемые в экспериментах осцилляции температуры и оптических свойств кремниевой пластины, фиксируемые с помощью термопары и пирометра. На рис. 4.27 представлена температурно-временная диаграмма (ТВД) нагрева и охлаждения кремниевой пластины КДБ-12, стационарная передаточная характеристика которой изображена на рис. 4.26б. Также на рис. 4.27 представлена зависимость от времени температуры водоохлаждаемого пьедестала, контролируемой с помощью термопары, и сигнала пирометра, регистрирующего излучение ламп. Осцилляциям температуры отвечает участок ТВД от 1400 до 6100 с при нагреве и от 7600 до 10600 с – при охлаждении пластины. На рис. 4.28а показан участок ТВД нагрева пластины (показания термопары), соответствующий монотонному росту температуры при переходе из одной устойчивой точки нижней ветви передаточной характеристики на другую. Участок ТВД, соответствующий переходу с края нижней ветви петли гистерезиса в точку на неустойчивой ветви передаточной характеристики, на котором хорошо видны осцилляции температуры пластины, представлен на рис. 4.28б. Как видно из анализа рис. 4.27, осцилляции температуры пластины, контролируемые с помощью термопары, соответствуют осцилляциям показаний пирометра и осцилляциям температуры водоохлаждаемого пьедестала.

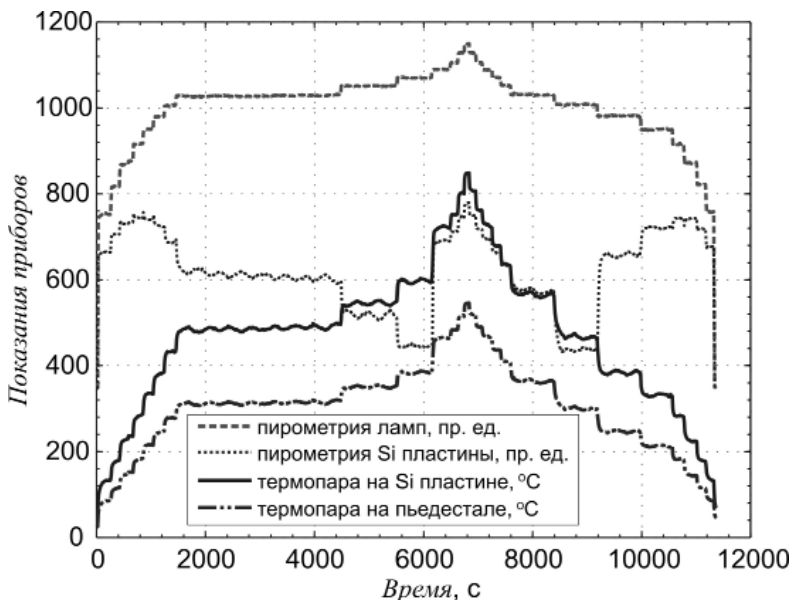


Рисунок 4.27. ТВД нагрева и охлаждения пластины КДБ-12 и водоохлаждаемого пьедестала, а также временная зависимость показаний пирометра, регистрирующего излучение ламп, и пирометра, расположенного под кремниевой пластиной

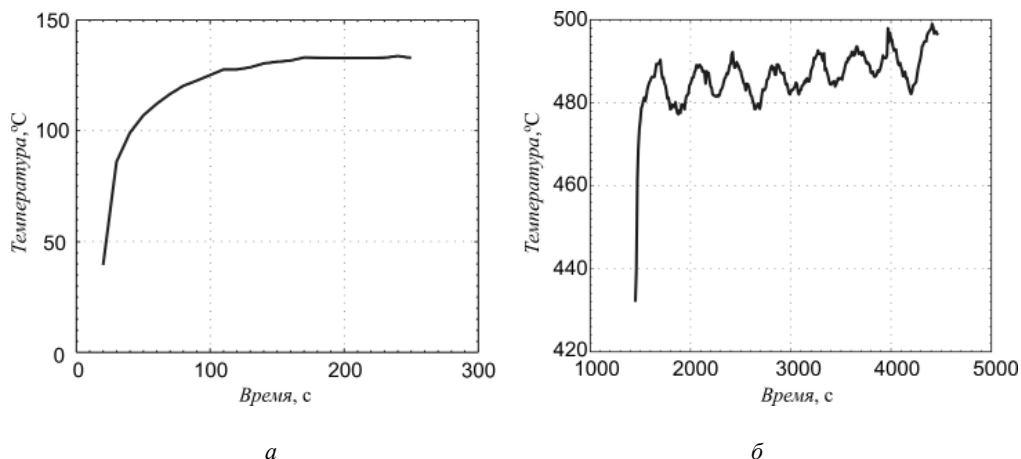


Рисунок 4.28. Участки ТВД кремниевой пластины КДБ-12, соответствующие нагреву пластины: (а) – между двумя соседними устойчивыми точками на нижней ветви петли гистерезиса (обычный режим экспоненциального роста температуры); (б) – между устойчивой точкой на нижней ветви петли гистерезиса и неустойчивой точкой, расположенной между нижней и верхней ветвями петли гистерезиса (осциллирующий режим)

В. Контроль оптических свойств кремниевой пластины

Для контроля оптических свойств кремниевой пластины использовался пирометр с кремниевым датчиком, трактовка показаний которого представлена в § 2. Необходимо отметить, что в диапазоне температур, соответствующих полупрозрачности пластины, датчик регистрирует как прошедшее через пластину излучение ламп, так и собственное излучение пластины. Поэтому результирующий сигнал пирометра с увеличением напряжения на лампах и, соответственно, температуры пластины меняется специфическим образом, напоминающим знак «~». На рис. 4.29а представлен график зависимости показаний пирометра и, для сопоставления, график зависимости интегральной излучательной способности слаболегированной кремниевой пластины от ее температуры, а на рис. 4.29б – графики интегральной излучательной и пропускательной способности той же пластины. Полосой отмечена область линейной аппроксимации этих характеристик, соответствующая режиму осцилляций температуры в кремниевой пластине. Как видно из рис. 4.29а, до температуры пластины 460 К ($\approx 190^\circ\text{C}$, область линейности сигнала пирометра) пирометр, в основном, реагирует на прошедшее через пластину излучение ламп. При температурах пластины свыше 760 К ($\approx 410^\circ\text{C}$) основной вклад в показания пирометра вносит собственное излучение пластины. В диапазоне температур от 460 до 760 К ($190 \div 490^\circ\text{C}$, область нелинейного отклика пирометра) соизмеримые вклады в показания пирометра вносят как прошедшее через пластину излучение ламп, так и ее собственное излучение. Отметим, что при этом для интегрального излучения границы диапазона полупрозрачности пластины ($580 \div 1000$ К, или $310 \div 730^\circ\text{C}$, см. рис. 4.29б) и нелинейного отклика кремниевых датчика пирометра ($460 \div 760$ К, или $190 \div 490^\circ\text{C}$) не совпадают.

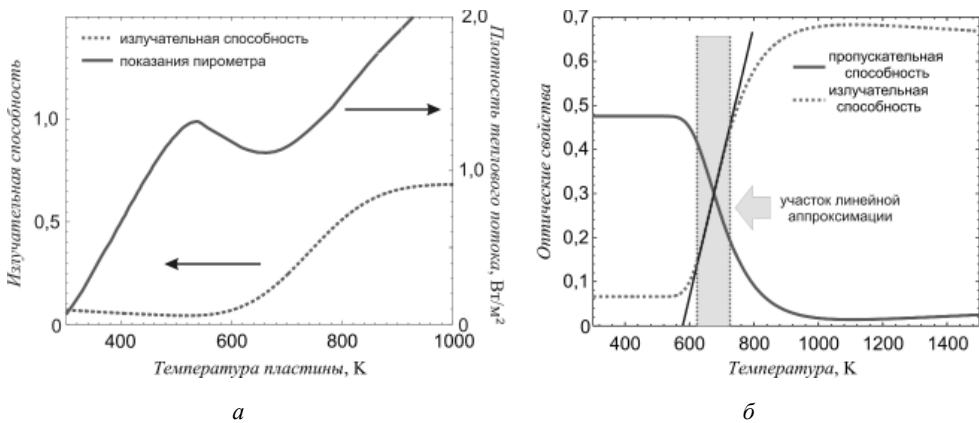


Рисунок 4.29. (а) – теоретическая зависимость показаний пирометра (сплошная кривая, правая шкала) и интегральной излучательной способности слаболегированной кремниевой пластины КДБ-12 (пунктирная кривая, левая шкала) от ее температуры; (б) – интегральные излучательная и пропускательная способности пластины КДБ-12 как функции ее температуры

Как видно из анализа рис. 4.27, температура пластины, регистрируемая термопарой, осциллирует в диапазоне температур от 320 до 720 °С, т.е. в области полупрозрачности пластины для интегрального излучения. Колебания температуры пластины происходят с периодом ~ 400 °С и практически постоянной амплитудой ≈ 5 °С. Синхронно с колебаниями температуры пластины происходят колебания показаний пирометра. Однако амплитуда колебаний показаний пирометра и сдвиг фаз между колебаниями показаний термопары и пирометра могут быть различными на разных участках ТВД. На участке ТВД от 1400 до 4500 °С и от 4500 до 5160 °С при температурах пластины ≈ 490 и 520 °С колебания показаний пирометра и термопары происходят в противофазе с амплитудой ≈ 8 произв. ед. На участке 5500 ÷ 6160 °С (температура пластины ≈ 600 °С) колебания показаний пирометра по-прежнему происходят в противофазе с колебаниями показаний термопары, но их амплитуда в два раза меньше – ≈ 4 произв. ед. Наконец, на участке 6200 ÷ 6480 °С (температура пластины ≈ 720 °С) колебания показаний пирометра становятся синфазными с колебаниями показаний термопары с амплитудой ≈ 2 произв. ед. Такие же синфазные колебания показаний пирометра и термопары наблюдаются на участке ТВД от 7600 до 8400 °С с амплитудой ≈ 4 произв. ед. при температуре ≈ 565 °С. На участке 8480 ÷ 9200 °С (температура ≈ 470 °С) показания пирометра и термопары снова колеблются в противофазе с амплитудой ≈ 4 произв. ед. И, наконец, на участке 9240 ÷ 9960 °С (температура ≈ 470 °С) колебания показаний пирометра, находясь в противофазе с показаниями термопары, снова увеличивают амплитуду до ≈ 7 произв. ед.

Такую нестабильность показаний пирометра по сравнению с показаниями термопары можно объяснить, разлагая поток излучения, проходящего через объектив пирометра, на две составляющие. Одна составляющая, связанная с излучением ламп, проходящих через кремниевую пластину, пропорциональна пропускательной способности пластины и уменьшается с увеличением ее температуры. Вторая составляющая, связанная с собственным излучением пластины, пропорциональна ее излучательной способности и с увеличением температуры пластины увеличивается. Следовательно, эти составляющие потока излучения, фиксируемые кремниевым датчиком, при колебаниях температуры пластины колеблются в противофазе. При относительно низких температурах пластины основной вклад в поток излучения, падающего на пирометр, вносит первая составляющая потока. Поэтому показания пирометра и термопары колеблются в противофазе. По мере увеличения температуры пластины амплитуда колебаний первой составляющей излучения уменьшается, а второй – увеличивается. На этих участках ТВД наблюдается уменьшение амплитуды колебаний показаний пирометра. В диапазоне температур, где амплитуды этих составляющих потока излучения примерно одинаковы, возможна полная компенсация колебаний, и тогда должен наблюдаться постоянный сигнал пирометра на участках ТВД с выраженными колебаниями сигнала термопары. Такие участки наблюдались в экспериментах. Наконец, при еще более высоких температурах основной вклад в поток излучения начинает вносить вторая составляющая, и колебания показаний пирометра и термопары становятся синфазными. При остывании пластины

описанный сценарий разворачивается в обратном порядке. Обращает на себя внимание тот факт, что при нагревании пластины колебания показаний пирометра и термопары становятся синфазными при температурах пластины свыше $600\text{ }^{\circ}\text{C}$, а при остывании они еще остаются синфазными при температуре $565\text{ }^{\circ}\text{C}$. То есть наблюдается определенный гистерезис в распределении доли потоков, падающих на пирометр при нагреве и остывании пластины. Это явление можно объяснить, если предположить, что гистерезис температурных и оптических свойств кремниевой пластины инициирует гистерезис температуры водоохлаждаемого пьедестала. Это означает, что одной и той же температуре пластины при нагреве и охлаждении соответствуют различные температуры пьедестала. А т.к. плотности тепловых потоков, связанные с собственным излучением пластины и излучением от ламп, прошедшим через пластину, зависят от температуры водоохлаждаемого пьедестала по-разному, то и их доля, фиксируемая кремниевым датчиком, будет различна при нагреве и охлаждении пластины.

Г. Анализ корреляционной связи между температурой Si-пластины и элементами термического реактора

Основными элементами термического реактора, регулирующими подвод и отвод тепла от кремниевой пластины, являются ламповый блок и водоохлаждаемый пьедестал. Поэтому при построении механизма колебаний температуры пластины в такой системе важно установить степень корреляционной связи между температурами этих элементов и температурой пластины. Несмотря на то, что пирометр, контролирующий температуру ламп, на фоне колебаний температуры пластины дает на всех участках ТВД практически постоянный сигнал (см. рис. 4.27), все же нельзя исключить, что на неустойчивом участке передаточной характеристики Si-пластины она может работать как усилитель низкочастотной составляющей колебаний температуры ламп. Для проверки этого предположения на тех участках ТВД, где наблюдаются осцилляции температуры, из сигнала пирометра, характеризующего температуру ламп, была выделена низкочастотная составляющая T_{hlf} . На рис. 4.30а показаны последовательные этапы этой операции. Низкоамплитудная кривая, помеченная маркерами, отображает сигнал пирометра в реальном масштабе, а тот же сигнал в увеличенном масштабе изображен тонкой линией. Кривая T_{hlf} , соответствующая низкочастотной составляющей, выделена из сигнала пирометра методом скользящего окна и показана толстой линией. Для сравнения, на рис. 4.30б представлена кривая, отображающая показания термопары, прикрепленной к пластине, а на рис. 4.30в – кривая, отображающая показания пирометра, помещенного под пластиной. Эти кривые показывают, как меняется температура и оптические свойства (пропускательная способность) кремниевой пластины при флуктуациях температуры ламп нагревательного блока. Для полноты картины на рис. 4.30г представлена кривая, отображающая показания термопары, прикрепленной к водоохлаждаемому пьедесталу. Как видно из рис. 4.30,

колебания температуры пьедестала происходят синхронно с колебаниями температуры пластины и находятся в противофазе с колебаниями ее пропускательной способности.

Используя данные представленных измерений, между низкочастотной составляющей температуры ламп T_{hf} и показаниями термопары, регистрирующей температуру пластины T_w , был вычислен коэффициент корреляции. Также на этих участках ТВД был вычислен коэффициент корреляции между показаниями термопары, прикрепленной к пластине, и термопары T_a , прикрепленной к водоохлаждаемому пьедесталу. В результате проведения корреляционного анализа были получены следующие результаты. Коэффициент корреляции между низкочастотной составляющей температуры ламп и температуры пластины $r_{T_{hf}T_w} = 0,11$. Коэффициент корреляции между температурами пластины и пьедестала $r_{T_wT_a} = 0,96$. Таким образом, между низкочастотной составляющей температуры ламп и температурой пластины не проявляется заметной корреляционной связи. В то же время между температурой пластины и пьедестала существует тесная корреляционная связь.

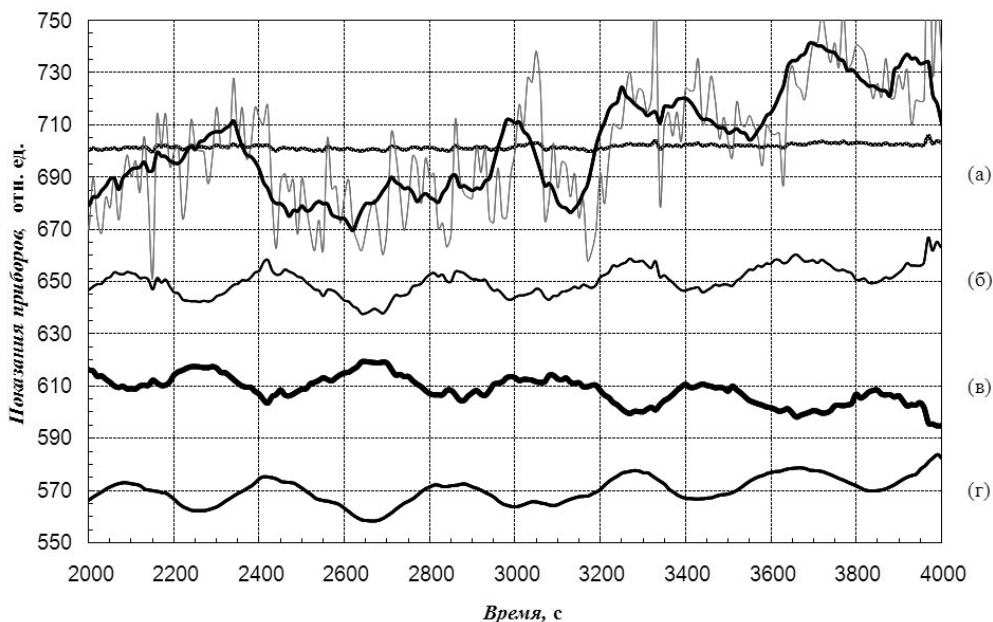


Рисунок 4.30. Участок ТВД нагрева кремниевой пластины КДБ-12, соответствующий режиму осцилляций температуры в пластине

Для определения периода колебаний температуры кремниевой пластины проводился автокорреляционный анализ. Полученное в результате значение периода оказалось равным 400 с.

Д. Влияние дополнительных факторов на параметры колебательного процесса

Как было отмечено ранее, изменение диаметра отверстия под пирометр существенным образом изменило поведение пластины в бистабильном режиме теплообмена. Очевидно, что изменение диаметра отверстия под пирометр в водоохлаждаемом пьедестале должно привести к изменению распределения температуры пластины вдоль ее поверхности. Этот факт дает основания предположить, что в пластине может возбуждаться автоволновой процесс, связанный с движением температурного фронта вдоль поверхности пластины. В таком случае можно ожидать, что параметры колебательного процесса должны быть связаны с радиальными размерами пластины. Для проверки этой гипотезы исследовались температурные колебания в пластинах с разными геометрическими размерами. Для экспериментов были выбраны пластины КДБ-12 диаметром 150 мм и толщиной 700 мкм, пластина диаметром 100 мм и толщиной 350 мкм и квадратная пластина со стороной 50 мм и толщиной 350 мкм. В каждой из этих пластин наблюдались осцилляции температуры, однако какого-либо заметного изменения параметров колебательного процесса обнаружено не было.

На распределение температуры вдоль поверхности пластины могут оказывать влияние конвективные потоки инертного газа, заполняющего термический реактор. С целью исследования этого вопроса менялся расход газа в процессе эксперимента и исследовалось влияние этих изменений на параметры колебательного процесса. Было установлено, что увеличение расхода инертного газа не меняло периода колебаний, но заметно уменьшало их амплитуду. Этот факт можно объяснить, если предположить, что колебания пластины обусловлены обратной связью между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом. Отвод тепла от пластины осуществляется потоком собственного излучения пластины и кондуктивной составляющей теплового потока через газовый зазор между пластиной и пьедесталом. Оба этих потока зависят от разности температур между пластиной и пьедесталом. Дополнительный конвективный поток, возникающий при увеличении расхода инертного газа, заполняющего реактор, не связан с температурой поглотителя и, таким образом, уменьшает обратную связь между пластиной и пьедесталом, что приводит к уменьшению амплитуды колебаний температуры в пластине.

Е. Механизм колебаний

В оптических бистабильных системах с насыщающимся поглощением [8, 11, 37] скачки температуры при переходах с одной устойчивой ветви петли гистерезиса на другую объясняются наличием положительной обратной связи между коэффициентом поглощения среды и ее температурой при переходе управляющих параметров через определенные критические значения. При этом на стационарной передаточной характеристике такой системы существует неустойчивая ветвь, в каждой точке которой система находится в неустойчивом равновесии и при

флуктуации значений управляющих параметров переходит в одно из двух устойчивых состояний. На рис. 4.31 изображена типичная S-образная передаточная характеристика бистабильной системы. Участок характеристики с отрицательным наклоном соответствует неустойчивым стационарным решениям. Точка «0» на неустойчивой ветви при флуктуации управляющего параметра переходит либо в устойчивое состояние «1» на нижней ветви передаточной характеристики, либо в состояние «2» на верхней ветви. Колебания температуры кремниевой пластины на неустойчивой ветви передаточной характеристики означает появление дополнительной отрицательной обратной связи, играющей роль «возвращающей» силы в точках неустойчивого равновесия системы. Качественно возникновение дополнительной отрицательной обратной связи можно описать следующим образом. Неустойчивой ветви передаточной характеристики соответствует интервал температур кремниевой пластины, характеризующийся резким подъемом интегральной излучательной способности и резким спадом ее интегральной пропускательной способности (диапазон полупрозрачности пластины, см. рис. 4.29б). Если в какой-либо точке на неустойчивой ветви передаточной характеристики вследствие флуктуаций значений управляющих параметров (например, напряжения на ламповом блоке) температура повысится, то это приведет к увеличению излучательной способности пластины и уменьшению ее пропускательной способности.

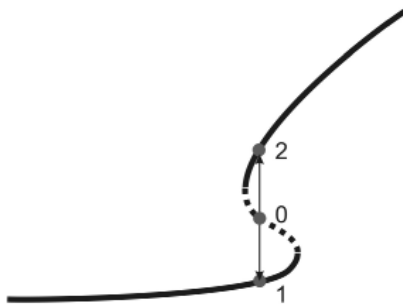


Рисунок 4.31. Типичная S-образная передаточная характеристика бистабильной системы

Излучательная способность пластины влияет на поток ее собственного излучения, определяемого разностью четвертых степеней температур пластины T_w и водоохлаждаемого пьедестала T_a , а пропускательная способность – на поток излучения от ламп, определяемый разностью четвертых степеней температур ламп T_r и пьедестала T_a . Как правило, для диапазона температур пластины, соответствующего неустойчивой ветви передаточной характеристики, можно считать справедливым соотношение $T_r \approx 2T_w$. Следовательно, уменьшение потока излучения от ламп будет более существенным, чем его увеличение за счет собственного излучения пластины, а это означает, что суммарный поток излучения, падающего на пьедестал, уменьшится. Уменьшение потока излучения,

падающего на пьедестал, приведет к его остыванию, которое, в свою очередь, вызовет остывание пластины. Остывание пластины приведет к уменьшению ее излучательной способности и увеличению пропускательной. Вследствие увеличения пропускательной способности увеличится суммарный поток излучения, падающий на пьедестал, и увеличится его температура. Увеличение температуры пьедестала вызовет увеличение температуры пластины и т.д. Если же флуктуации управляющих параметров вызовут уменьшение температуры пластины, то процесс запуска колебаний будет развиваться по тому же сценарию, но со сдвигом начальной фазы колебаний на 180° . Таким образом, изменение температуры пластины за счет изменения ее пропускательной способности вызывает изменение температуры пьедестала, причем эти изменения происходят в противофазе, что и запускает механизм отрицательной обратной связи, а с ним – и вероятный механизм температурных колебаний в кремниевой пластине.

Ж. Теоретическая модель

Для проверки предложенного механизма колебаний построена теоретическая модель, описывающая процесс теплообмена в радиационной системе, представленной на рис. 4.25. Для этой модели уравнения теплового баланса для пластины и поглотителя в приближении серого тела и бесконечной протяженности пластин, моделирующих элементы термического реактора в радиальном направлении, имеют следующий вид:

$$c_w \rho_w d_w \frac{dT_w}{dt} = \sigma \varepsilon_w (T_w) (T_r^4 - 2T_w^4 + T_a^4) - H (T_w - T_a), \quad (4.27)$$

$$c_a \rho_a d_a \frac{dT_a}{dt} = \sigma \left[\varepsilon_w (T_w) (T_w^4 - T_a^4) + \tau_w (T_w) (T_r^4 - T_a^4) \right] + H (T_w - T_a) - H_1 (T_a - T_0), \quad (4.28)$$

где c – удельная теплоемкость; ρ – плотность; d – толщина; EE_w – излучательная способность; τ_w – пропускательная способность; σ – постоянная Стефана-Больцмана; H – эффективный коэффициент теплообмена, описывающий кондуктивную составляющую теплообмена между кремниевой пластиной и поглотителем; H_1 – коэффициент теплообмена между поглотителем и потоком охлаждающей его воды; T_0 – температура воды. Здесь переменные с индексом «w» относятся к пластине, а с индексом «a» – к поглотителю.

Анализ этой системы нелинейных дифференциальных уравнений представляет собой достаточно сложную математическую задачу. Однако эта задача допускает более простое решение, если учесть, что колебания в системе «пластина–поглотитель» происходят в диапазоне температур, на котором излучательная и пропускательная способности кремниевой пластины меняются по линейному закону (см. рис. 4.29б), а амплитуда колебаний гораздо меньше абсолютной величины температур элементов колебательной системы. Таким образом, анализ поведения системы в интересующих точках можно провести, выполнив линеаризацию системы уравнений (4.27)–(4.28). Для этого необходимо вначале

определимся с координатами стационарных точек на передаточных характеристиках $T_w(T_r)$ и $T_a(T_r)$, соответствующих неустойчивой ветви $T_w(T_r)$. С этой целью были построены стационарные передаточные характеристики пластины и поглотителя для значений $H = 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ и $H_1 = 100 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, полученных из анализа экспериментальных кривых. Графики полученных передаточных характеристик изображены на рис. 4.32. Анализ этих графиков показывает, что для выбранных значений H и H_1 передаточная характеристика пластины представляет собой S-образную, а поглотителя – N-образную кривые. Таким образом, гистерезису температуры пластины соответствует гистерезис температуры поглотителя. Выберем теперь на неустойчивой ветви передаточной характеристики пластины стационарную точку с координатами (T_{ws}, T_{rs}) , которой соответствует стационарная точка на передаточной кривой поглотителя с координатами (T_{as}, T_{rs}) . В окрестности стационарной точки (T_{ws}, T_{rs}) излучательную и пропускательную способности пластины можно представить в виде $\varepsilon_w(T_w) = \varepsilon_{w0} + kT_w$ и $\tau_w(T_w) = \tau_{w0} - k_1T_w$ соответственно. Коэффициенты k и k_1 определяются как производные излучательной и пропускательной способности пластины в стационарной точке: $k = (d\varepsilon_w/dT_w)_{T_{ws}}$, $k_1 = (d\tau_w/dT_w)_{T_{ws}}$. Полагая теперь, что в окрестности стационарных точек температуры пластины и поглотителя можно представить в виде $T_w = T_{ws} + \delta T_w$ и $T_a = T_{as} + \delta T_a$ ($\delta T_w \ll T_{ws}$, $\delta T_a \ll T_{as}$) и, линеаризуя систему (4.27)–(4.28), получим:

$$\frac{d\delta T_w}{dt} = A\delta T_w + B\delta T_a, \tag{4.29}$$

$$\frac{d\delta T_a}{dt} = C\delta T_w + D\delta T_a. \tag{4.30}$$

Здесь $A = \left\{ \sigma \left[k(T_{rs}^4 - 2T_{ws}^4 + T_{as}^4) - 8\varepsilon_w(T_{ws})T_{ws}^3 \right] - H \right\} / c_w \rho_w d_w$,

$$B = \left[4\sigma\varepsilon_w(T_{ws})T_{as}^3 + H \right] / c_w \rho_w d_w,$$

$$C = \left\{ \sigma \left[k_1(T_{ws}^4 - T_{as}^4) - k_1(T_{rs}^4 - T_{as}^4) + 4\varepsilon_w(T_{ws})T_{ws}^3 \right] + H \right\} / c_a \rho_a d_a,$$

$$D = - \left\{ 4\sigma \left[\varepsilon_w(T_{ws}) + \tau_w(T_{ws}) \right] T_{as}^3 + H + H_1 \right\} / c_a \rho_a d_a.$$

Для последующего анализа удобно систему (4.29)–(4.30) представить в виде обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка:

$$\frac{d^2\delta T_w}{dt^2} - (A + D)\frac{d\delta T_w}{dt} - (BC - AD)\delta T_w = 0 \tag{4.31}$$

и искать значения параметров радиационной системы, соответствующие уравнению гармонического осциллятора. Таким образом, в радиационной системе возможны незатухающие гармонические колебания при одновременном выполнении следующих условий:

$$\begin{cases} A + D = 0, \\ BC - AD < 0. \end{cases} \quad (4.32)$$

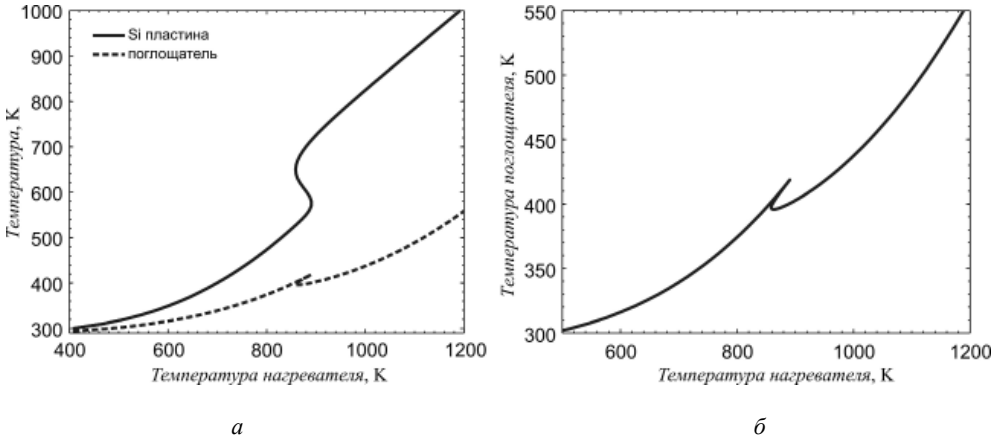


Рисунок 4.32. (а) – теоретические передаточные характеристики $T_w(T_r)$; (б) – передаточная характеристика поглотителя $T_a(T_r)$ в увеличенном масштабе

Для численного решения поставленной проблемы фиксировалось значение $T_{ws} = 650$ К и, тем самым, определялись значения $\varepsilon_w(T_{ws}) = 0,2618$, $\tau_w(T_{ws}) = 0,3291$, $k = 3,890 \cdot 10^{-3}$ К $^{-1}$ и $k_1 = -2,913 \cdot 10^{-3}$ К $^{-1}$. Также были вычислены значения $c_w \rho_w d_w = 939$ Дж/(м 2 К) для пластины КДБ-12 и для медного пьедестала $c_a \rho_a d_a \sim 10^5$ Дж/(м 2 К) (толщина пьедестала 5 см). Варьируя H в окрестности значения 10 Вт/(м 2 К) и H_1 в окрестности 100 Вт/(м 2 К), определялись стационарные значения T_{hs} и T_{as} и уточнялось значение $c_a \rho_a d_a$, при котором выполняются условия (4.32). При этом величина $AD - BC$ трактовалась как квадрат циклической частоты колебаний температуры пластины. Найденные таким образом значения периода колебаний укладывались в диапазоне $10^3 \div 10^4$ с. Этот результат превышает экспериментальное значение периода колебаний на порядок, что, с учетом грубости предложенной модели, можно считать вполне удовлетворительным результатом.

§ 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе построена теоретическая модель процесса нагрева кремниевой пластины в термическом реакторе установки БТО и определены условия, при которых возможно бистабильное поведение пластины. На основании предложенной модели проведены эксперименты, в ходе которых впервые

наблюдалась температурная и оптическая бистабильность в кремниевой пластине при стационарных условиях радиационного теплообмена в термическом реакторе установки быстрого термического отжига. Это также первый опыт наблюдения безрезонаторной бистабильности (бистабильности при нарастающем поглощении) в кремнии. Установлено, что возможность наблюдения бистабильности в кремниевой пластине существенным образом зависит от доли теплового потока, отводимого от пластины с помощью дополнительных механизмов теплоотвода: конвективного или кондуктивного. В частности, эффективность кондуктивного теплоотвода, регулируемого в экспериментах, возрастала по мере уменьшения газового зазора между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом и достигла необходимого для наблюдения бистабильности значения при ширине газового зазора 0,2 мм. Установлено также, что возможность наблюдения бистабильности при прочих равных условиях зависит от концентрации легирующей примеси, определяющей величину скачка интегральной излучательной способности кремниевой пластины с ростом температуры. Теоретически найдено критическое значение концентрации легирующей примеси, соответствующее исчезновению эффекта. В ходе выполненных экспериментов, в соответствии с теоретическими предсказаниями, бистабильность наблюдалась для слаболегированной пластины КДБ-12 и не наблюдалась при тех же условиях эксперимента для сильнолегированной пластины КЭС-0,01.

Проведено теоретическое исследование влияния легированного слоя, созданного на поверхности кремниевой пластины, на ее бистабильное поведение. Введение легированного слоя в пластину приводит к разделению излучательной способности ее поверхностей, так что при тонких слоях излучательная способность тыльной стороны пластины выше, чем пластины со стороны поверхности, содержащей слой. При толстых слоях соотношение излучательных способностей со стороны лицевой и тыльной поверхностей пластины – обратное: излучательная способность пластины со стороны слоя выше, чем со стороны, не содержащей слой. Существует значение толщины слоя, являющееся пограничным для знака разности излучательной способности пластины со стороны ее лицевой и тыльной поверхностей в интервале температур ΔT , соответствующего бистабильному эффекту. В области промежуточных концентраций излучательная способность пластины с акцепторной примесью выше, чем с донорной. Показано, что такому характеру излучательной способности в легированной пластине и пластине, содержащей легированный слой, в радиационной системе с комбинированным теплоотводом (излучением и конвекцией/кондукцией) соответствует интервал значений коэффициента теплообмена, в котором пластина проявляет бистабильный эффект.

Вычислена температурная поправка для пластины с пленочной КНИ-структурой по отношению к пластине-подложке в системе с радиационным теплоотводом. Показано, что она однозначно определяется балансом изменения излучательной способности со стороны лицевой и тыльной поверхностей пластины. В системе с комбинированным теплоотводом эта поправка связана как с балансом изменения излучательной способности со стороны лицевой и тыльной

поверхностей пластины, так и с эффективным коэффициентом теплообмена пластины с поглотителем. В случае, когда изменение излучательной способности со стороны лицевой поверхности пластины больше, чем с тыльной стороны, температурная поправка положительна. Если изменение излучательной способности со стороны лицевой поверхности пластины меньше, чем со стороны тыльной, то температурная поправка может быть как положительной, так и отрицательной. По мере роста нерадиационного теплоотода в системе свойства пластины со стороны тыльной поверхности оказывают все меньшее влияние на температурную поправку.

Исследованы динамические эффекты, связанные с бистабильным поведением кремниевой пластины в термическом реакторе установки БТО. Обнаружены колебания температуры и оптических свойств пластины, наблюдающиеся в диапазоне температур, соответствующем ее метастабильному состоянию, т.е. тем точкам S-образной передаточной характеристики $T_w(T_r)$, которые лежат между верхней и нижней ветвями петли гистерезиса. Наряду с колебаниями температуры пластины наблюдались колебания температуры водоохлаждаемого пьедестала, регулирующего отвод тепла от пластины. Колебания температуры пластины и пьедестала имели одинаковый период ≈ 400 с и совпадали между собой по фазе. Проанализированы возможные причины генерации температурных колебаний в пластине и пьедестале, и показано, что причиной колебаний является наличие отрицательной обратной связи между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом. Предложен механизм генерации колебаний в системе «пластина–пьедестал» и построена теоретическая модель, описывающая теплообмен в радиационной системе, моделирующей термический реактор. Показано, что в диапазоне температур, соответствующем температурным колебаниям в пластине, возможна линеаризация уравнений теплового баланса для пластины и пьедестала. Оценки периода колебаний, полученные после линеаризации с помощью теоретической модели, лежат в диапазоне $10^3 \div 10^4$ с, что, с учетом грубости модели, находится в удовлетворительном соответствии с экспериментальными результатами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. – М.: Мир, 1990. – 342 с.
2. Merzhanov A.G., Rumanov E.N. Physics of reaction waves // Rev. Mod. Phys. – 1999. – V. 71. – № 4. – P. 1173–1211.
3. Хаузен Х. Теплопередача при противотоке, прямотоке и перекрестном токе. – М.: Энергоиздат, 1981. – 384 с.
4. Rogers J.L., Schatz M.F., Brausch O., Pesch W. Superlattice patterns in vertically oscillated Rayleigh-Bénard convection // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 85. – № 20. – P. 4281–4284.

5. Мержанов А.Г., Руманов Э.Н. Нелинейные эффекты в макроскопической кинетике // УФН. – 1987. – Т. 151. – Вып. 4. – С. 553–593.
6. North G.R., Cahalan R.F., Coakley J.A. Energy balance climate models // *Rev. Geophys.* – 1981. – V. 19. – № 1. – P. 91–121.
7. Ghil M., Robertson A.W. Solving problems with GCMs: General circulation models and their role in the climate modeling hierarchy // *Int. Geophys.* – 2001. – V. 70. – P. 285–325.
8. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. – М.: Мир, 1988. – 518 с.
9. Joshi A., Brown A., Wang H., Xiao M. Controlling optical bistability in a three-level atomic system // *Phys. Rev. A.* – 2003. – V. 67. – № 4. – P. 041801.
10. Эпштейн Е.М. Оптический тепловой пробой полупроводниковой пластины // *ЖТФ.* – Т. 48. – Вып. 8. – С. 1733–1736.
11. Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. – М.: Физматлит, 1997. – 336 с.
12. Gamelin D.R., Lüthi S.R., Güdel H.U. The role of laser heating in the intrinsic optical bistability of Yb³⁺-doped bromide lattices // *J. Phys. Chem. B.* – 2000. – V. 104. – № 47. – P. 11045–11057.
13. Kuditcher A., Hehlen M.P., Florea C.M., Winick K.W., Rand S.C. Intrinsic bistability of luminescence and stimulated emission in Yb- and Tm-doped glass // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 84. – P. 1898–1901.
14. Redmond S.M., Rand S.C., Oliveira S.L. Bistable emission of a black-body radiator // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 85. – С. 5517–5519.
15. Розанов Н.Н. Гистерезисные явления в распределенных оптических системах // *ЖЭТФ.* – 1981. – Т. 80. – Вып. 1. – С. 96–108.
16. Kip D., Wesner M., Krätzig E., Shandarov V., Moretti P. All-optical beam deflection and switching in strontium–barium–niobate waveguides // *Appl. Phys. Lett.* – 1998. – V. 72. – № 16. – P. 1960–1962.
17. Boyce J., Torres J.P., Chiao R.Y. Observation of a nonlinear mode in a cylindrical Fabry-Perot cavity // *Opt. Lett.* – 1999. – V. 24. – № 24. – P. 1850–1852.
18. Tredicce J.R., Lippi G.L., Mandel P., Charasse B., Chevalier A., Picqué B. Critical slowing down at a bifurcation // *Am. J. Phys.* – 2004. – V. 72. – № 6. – P. 799–809.
19. Segard B., Zemouri J., Macke B. Noncritical slowing down in optical bistability // *Opt. Commun.* – 1987. – V. 63. – № 5. – P. 339–343.
20. McCall S.L. Instability and regenerative pulsation phenomena in Fabry Perot nonlinear optic media devices // *Appl. Phys. Lett.* – 1978. – V. 32. – № 5. – P. 284–286.
21. Hajto J., Jánossy J., Firth A. Explanation of the laser-induced oscillatory phenomenon in amorphous semiconductor films // *Phil. Mag. B.* – 1983. – V. 48. – № 4. – P. 311–321.
22. Bonifacio R., Gronchi M., Lugiato L.A. Self-pulsing in bistable absorption // *Opt. Commun.* – 1979. – V. 30. – № 1. – P. 129–133.
23. Ikeda K., Akimoto O. Instability leading to periodic and chaotic self-pulsations in a bistable optical cavity // *Phys. Rev. Lett.* – 1982. – V. 48. – № 9. – P. 617–620.

24. Rudakov V.I., Ovcharov V.V., Kurenya A.L., Prigara V.P. Bistable behavior of silicon wafer in rapid thermal processing setup // *Microelectron. Eng.* – 2012. – V. 93. – P. 67–73.
25. Kennel H.W., Giles M.D., Diebel M., Keys P.H., Hwang J., Govindaraju S., Liu M., Budrevich A. Kinetics of shallow junction activation: physical mechanisms // *14th IEEE Int. Conf. on Advanced Thermal Processing of Semiconductors «RTP'06»*. – 2006. – P. 85–91.
26. Alptekin E., Ozturk M.C., Misra V. Tuning of the platinum silicide Schottky barrier height on n-type silicon by sulfur segregation // *IEEE Elec. Dev. Lett.* – 2009. – V. 30. – № 4. – P. 331–333.
27. Luo X., Demkov A.A., Triyoso D., Fejes P., Gregory R., Zollner S. Combined experimental and theoretical study of thin hafnia films // *Phys. Rev. B.* – 2008. – V. 78. – № 24. – P. 245314.
28. Henkel C., Abermann S, Bethge O., Pozzovivo G., Klang P., Stöger-Pollach M., Bertagnolli E. Schottky barrier SOI-MOSFETs high- k $\text{La}_2\text{O}_3/\text{ZrO}_2$ gate dielectrics // *Microelectron. Eng.* – 2011. – V. 88. – № 3. – P. 262–267.
29. Adams D., Alford T.L., Mayer J.W. Silver metallization: stability and reliability. – Springer, 2008. – 123 p.
30. Liu C.C., Ganusov I., Burtcher M., Tiwari S. Bridging the processor-memory performance gap with 3D IC technology // *Design & Test of Comp., IEEE.* – 2005. – V. 22. – № 6. – P. 556–564.
31. Dilhac J.-M., Ganibal C. Temperature gradient rapid thermal processor // *Proc. Int. Symp. «Rapid Thermal and Other Short-time Processing Technologies»*. – The Electrochem. Soc. – 2000. – P. 421–428.
32. Mochalov B.V., Rudakov V.I. A setup for the temperature-gradient heat treatment of semiconductor wafers // *Instrum. Exp. Tech.* – 1996. – V. 39. – № 2. – P. 302–304.
33. Rudakov V.I., Ovcharov V.V., Kurenya A.L., Prigara V.P. Temperature oscillations in a silicon wafer under constant power of incoherent irradiation by heating lamps in a thermal chamber of RTP set up // *Proc. Int. Conf. on Micro- and Nano-Electronics–2012.* – Int. Soc. for Optics and Photonics, 2013. – P. 870006–870006-11.
34. Singh R. Rapid isothermal processing // *J. Appl. Phys.* – 1988. – V. 63. – № 8. – P. R59–R114.
35. Fiory A.T. Recent developments in rapid thermal processing // *J. Electron. Mat.* – 2002. – V. 31. – № 10. – P. 981–987.
36. Young P.A. Thermal runaway in germanium laser windows // *Appl. Opt.* – 1971. – V. 10. – № 3. – P. 638–643.
37. Hajtó J., Jánossy I. Optical bistability observed in amorphous semiconductor films // *Phil. Mag. B.* – 1983. – V. 47. – № 4. – P. 347–366.
38. Wilson S.R., Gregory R.B., Paulson W.M. An overview and comparison of rapid thermal processing equipment: a users viewpoint // *MRS Proc. – USA*, 1985. – V. 52. – № 1. – P. 181–190.
39. Borisenko V.E., Hesketh P.J. Rapid thermal chemical vapor deposition – in «Rapid

- thermal processing of semiconductors» / Ed. by V.E. Borisenko, P.J. Hesketh. – Springer, 1997. – P. 253–300.
40. Davis C., Moslehi M.M., Bowling A., Luttmmer J.D. Microelectronics manufacturing science and technology: equipment and sensor technologies // Texas Instrum. Tech. J. – 1992. – V. 9. – № 5. – P. 20–43.
 41. Zeegers J., van Dijk H.A.L. A note on the net radiation method applied to a system composed of a semitransparent film between two glazings // Solar Energy Materials and Solar Cells. – 1994. – V. 33. – № 1. – P. 23–30.
 42. Siegel R., Howell J.R. Thermal radiation heat transfer. – New York: Hemisphere, 1992. – 1072 p.
 43. Branstetter J.R. Formulas for radiant heat transfer between nongray parallel plates of polished refractory metals // NASA Tech. Note. – NASA, 1961. – D-1088.
 44. Зворыкин Д.В., Прохоров Ю.И. Применение лучистого инфракрасного нагрева в электронной промышленности. – М.: Энергия, 1980. – 176 с.
 45. Davis C., Moslehi M.M., Bowling A., Luttmmer J.D. Microelectronics manufacturing science and technology: equipment and sensor technologies // Texas Instrum. Tech. J. – 1992. – V. 9. – № 5. – P. 20–43.
 46. Wilson S.R., Gregory R.B., Paulson W.M. An overview and comparison of rapid thermal processing equipment: a users viewpoint // MRS Proc. – USA, 1985. – V. 52. – № 1. – P. 181–190.
 47. Рудаков В.И., Овчаров В.В., Пригара В.П. Бистабильность при радиационном теплообмене // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – Вып. 16. – С. 79–87.
 48. Sarasvat K.C. Rapid thermal multiprocessing for a programmable factory for manufacturing of ICs // Proc. of the NATO Advanced Study Inst. on Advances in Rapid Thermal and Integrated Processing. – 1995. – P. 375–413.
 49. Технология СБИС: [в 2-х кн.] / Под ред. С. Зи. – М.: Мир, 1986.
 50. Kakoschke R., Bußmann E., Föll H. Modelling of wafer heating during rapid thermal processing // Appl. Phys. A. – 1990. – V. 50. – № 2. – P. 141–150.
 51. Овчаров В.В., Рудаков В.И., Пригара В.П., Куреня А.Л. Влияние степени легирования на температурную бистабильность в кремниевой пластине // ЖТФ. – 2014. – Т. 84. – Вып. 8. – С. 67–76.
 52. Timans P.J. Emissivity of silicon at elevated temperatures // J. Appl. Phys. – 1993. – V. 74. – № 10. – P. 6353–6464.
 53. Lee B.J., Zhang Z.M. Rad-Pro effective software for modeling radiative properties in rapid thermal processing // 13th IEEE Int. Conf. on Advanced Thermal Processing of Semiconductors «RTP'05». – 2005. – 10 p.
 54. Singh R. Rapid thermal processing // J. Appl. Phys. – 1988 – V. 63. – № 8. – P. R(50–110).
 55. Рудаков В.И., Овчаров В.В., Пригара В.П. Влияние оптических свойств КНИ-структуры на температуру пластины при быстром термическом отжиге // Микроэлектроника. – 2012. – Т. 41. – Вып. 1. – С. 20–29.
 56. Рудаков В.И., Овчаров В.В., Пригара В.П. Влияние шероховатой поверхности кремниевой пластины на ее температуру при нагреве некогерентным излучением // Микроэлектроника. – 2010. – Т. 39. – Вып. 1. – С. 3–13.