

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра физики плазмы

Направление подготовки **03.04.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **МАГИСТРАТУРА**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Черепанова Дмитрия Евгеньевича

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы Динамика деформации вольфрамовой пластинки, подвергающейся импульсному тепловому воздействию

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

канд. физ.-мат. наук,

в.н.с., ИЯФ СО РАН

Беклемишев А. Д./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Научный руководитель

д-р физ.-мат. наук,

г.н.с., ИЯФ СО РАН

Вячеславов Л. Н./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

Новосибирск, 2020

Содержание

1	Введение	3
2	Моделирование тепловых нагрузок	6
2.1	Принцип работы системы диагностики для определения температуры облучаемой поверхности образца	8
2.2	Принцип работы системы диагностики для наблюдения за модификацией облучаемой поверхности образца	10
3	Динамика деформации	11
3.1	Первичная оценка величины изгиба пластинки во время нагрева	13
4	Описание системы диагностики	16
4.1	Определение динамики кривизны пластинки с использованием лавинного фотодиода	19
4.2	Определение динамики кривизны пластинки с использованием камеры с ПЗС-матрицей	22
5	Характеристика интенсивности нагрева	25
6	Экспериментальная часть	27
6.1	Зарегистрированная динамика кривизны пластины	28
6.2	Исследование природы колебаний, обнаруженных в ходе регистрации динамики изгиба пластины	30
6.3	Поведение пластинки после нескольких импульсов воздействия с постоянной нагрузкой	34
6.4	Поведение пластин после нескольких импульсов воздействия со ступенчатым ростом нагрузки	37
6.5	Поведение пластин со шлифованной облучаемой поверхностью .	41
6.6	Регистрация момента растрескивания	43
6.7	Связь модификации облучаемой поверхности и изгиба пластины	44
7	Заключение	47
8	Литература	49

1. Введение

ИТЕР является амбициозным и масштабным научным проектом, среди целей которого – получение чистой мощности с использованием реакции термоядерного синтеза, в несколько раз превышающей потребляемую мощность. Чтобы реакционная смесь в виде дейтерия и трития достигла давления и плотности, необходимой для протекания реакции, ее разогревают до температур $\sim 10^8$ К, и образуется квазинейтральная плазма. Воздействие плазмы на компоненты токамака, обращенные к плазме, в число которых входят диверторные пластины [1], является одной из ключевых проблем в ходе реализации проекта.

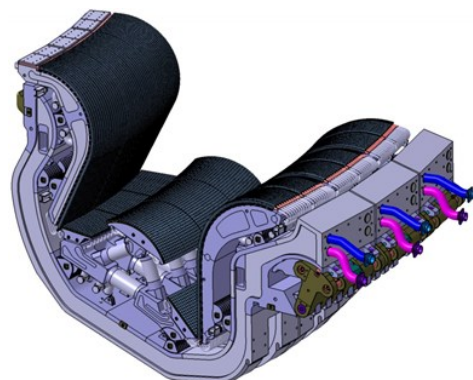


Рис. 1. Дивертор

Дивертор [2] (рис. 1) – элемент токамака, предназначенный для приема и нейтрализации частиц плазмы, вышедшей из зоны удержания. Магнитное поле токамака устроено таким образом, что его силовые линии скрещиваются над местом расположения дивертора и выходят наружу через его стенки. Такая конфигурация позволяет направить частицы плазмы, покинувшие область удержания, на пластины дивертора для их сбора и нейтрализации. Удержание плазмы в желательном для управляемого термоядерного синтеза режиме H-mode будет неизбежно приводить к возникновению ЭЛМ (ELM – Edge Localized Mode) [3] – неустойчивостей, локализованных на краю зоны удержания плазмы. Этот процесс приводит к импульсным выбросам плазмы, попадающих вдоль силовых линий магнитного поля на пластины дивертора.

В настоящее время защитные диверторные пластины токамака ИТЕР изготавливаются из вольфрама в силу ряда факторов: это тугоплавкий металл, который слабо активизируется при воздействии нейтронного потока (нейтроны – результат дейтерий-тритиевой реакции) и практически не поглощает водород, включая тритий. Однако неизбежно существуют причины, по которым степень протекания деструктивных процессов на поверх-

ности вольфрама необходимо максимально точно оценивать. Даже небольшое разрушение поверхности вольфрама опасно тем, что образующиеся при растрескивании микрочастицы могут попасть внутрь плазмы и при $Z_W = 74$ вызвать очень сильное излучение, охлаждение и потерю устойчивости. Помимо этого, пыль за счёт большой площади может поглотить заметное количество трития и представлять радиационную опасность при потере вакуума и попадании пыли за пределы рабочего объёма. Импульсный поток тепла в ходе взаимодействия плазмы с диверторными пластинами, согласно оценкам, может достигать ~ 10 ГВт/м². Стационарный же поток тепла будет составлять порядка 10 МВт/м². Такие нагрузки могут вызвать значительное повреждение диверторных пластин [4], вплоть до плавления и достаточно интенсивного распыления. Даже при значительном смягчении ЭЛМ, когда температура вблизи диверторных пластин поддерживается ниже порога плавления вольфрама, с ними будут происходить деструктивные процессы. Один из таких процессов является предметом изучения данной работы: тепловая деформация диверторной пластины в ходе нагрева тонкого поверхностного слоя. Превышение температуры вольфрама над температурой хрупко-вязкого приводит к пластической деформации нагреваемого слоя. В результате возникают остаточные напряжения, которые, достигнув предела прочности, являются причиной растрескивания поверхности вольфрама. Растрескивание снижает устойчивость металла к дальнейшей нагрузке, что несёт за собой более интенсивное повреждение диверторной пластины.

В материаловедении неразрушающие методы измерения механических напряжений очень ограничены. Использование одних методов [5] приводит к неизбежному разрушению материала, а другие требуют применения сложного оборудования, например, для техники дифракции рентгеновского или нейтронного излучения (как в [6]). Особую сложность вызывают неразрушающие измерения механических напряжений непосредственно во время нагрева образца внутри вакуумной камеры. В бункере ВЕПП-4 ИЯФ СО РАН создана станция «Плазма», способная измерять динамику механических напряжений в монокристаллах вольфрама в процессе их импульсного нагрева. Однако, в силу недостаточности интенсивности синхротронного

излучения, данная система диагностики не годится для исследований с поликристаллическим вольфрамом. В рамках данной работы на установке БЕТА [7, 8] в ИЯФ СО РАН была разработана и запущена система диагностики, позволяющая измерять динамику изгиба пластинки из поликристаллического вольфрама. Использование новой системы вкупе с набором диагностических систем БЕТА по наблюдению за температурой и механической модификацией нагреваемой поверхности позволит определять динамику напряжений в исследуемом образце.

2. Моделирование тепловых нагрузок

Моделирование тепловых нагрузок и изучение их влияния на металлические образцы производится на установке БЕТА с использованием электронного пучка (рис. 2). Электронный пучок, генерируемый в многоап-

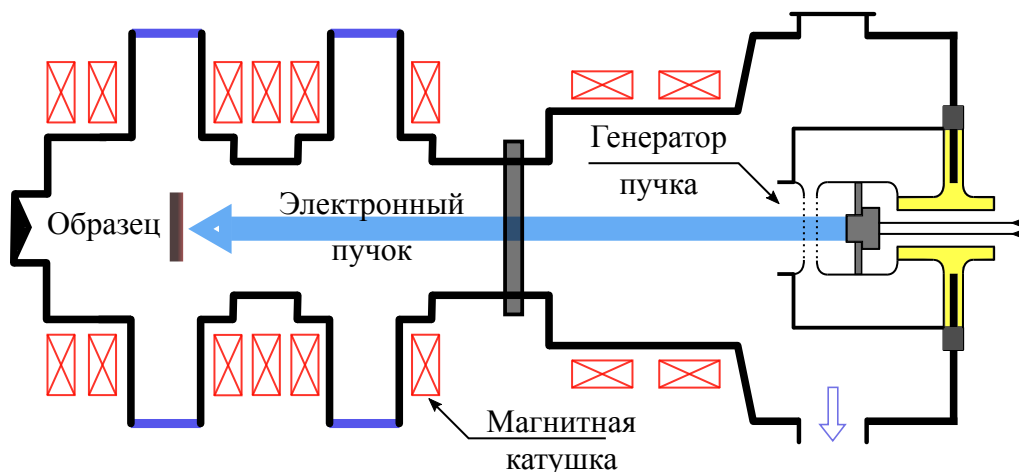


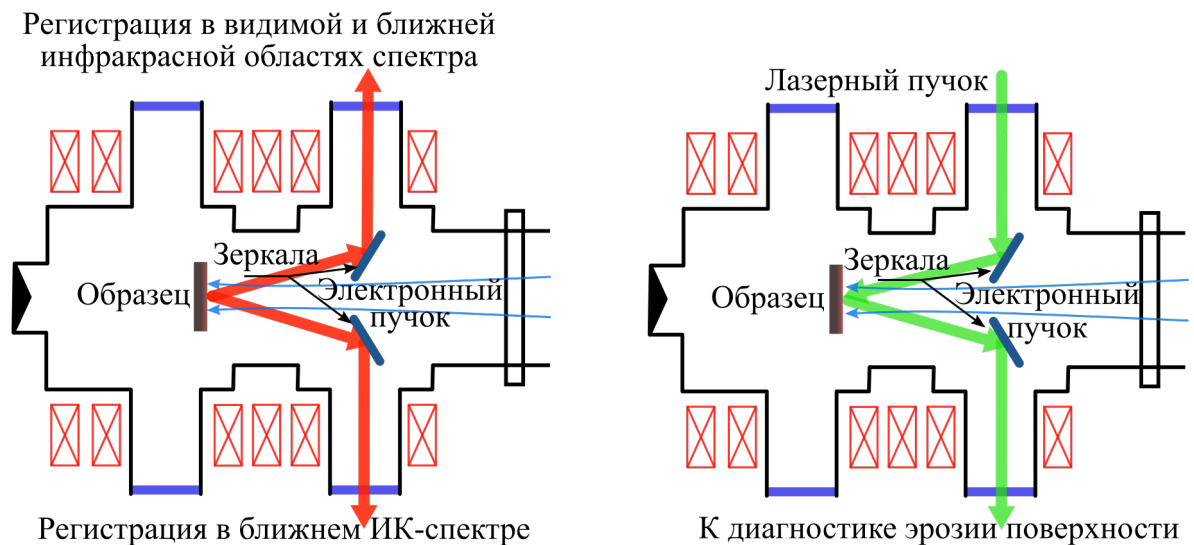
Рис. 2. Схема установки БЕТА

ертурном диодном узле с плазменным катодом, после фокусировки магнитными катушками, направляется на поверхность образца. Пучок транспортируется в направляющем магнитном поле, которое увеличивается от $6 \cdot 10^{-3}$ Т вблизи источника до 0.07 – 0.2 Т на мишени. Возможна установка ускоряющего напряжения до 120 кВ, а ток электронного пучка может достигать значения вплоть до 80 А. Наблюдение за образцом производится через диагностические окна посредством набора оптических диагностических систем. В экспериментах по изучению изгиба вольфрамовых пластин обеспечивались следующие параметры электронного пучка:

- Длительность пучка – от 0.15 до 1 мс
- Ширина на полувысоте гауссова профиля – от 10 до 20 мм (в зависимости от ускоряющего напряжения)
- Создаваемый поток тепла – до ~ 1.5 МДж·м⁻²

Основное преимущество подхода с использованием пучка электронов состоит в возможности наблюдения за параметрами испытываемого образца непосредственно в момент теплового воздействия. На существующих

установках по изучению влияния импульсных нагрузок на материалы, где образцы облучаются потоком плазмы [9], реализовать подобное гораздо сложнее, поскольку излучение плазмы будет мешать наблюдению. На установке БЕТА реализованы системы диагностики для наблюдения за температурой облучаемой поверхности образца (рис. 3а) по методике, основанной на принципах пирометрии [10]: измеряется как динамика температуры с большим временным разрешением (от 2 мкс на точку), так и ее распределение по облучаемой поверхности. Приборы регистрируют излучение в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, что позволяет охватить достаточно широкий диапазон температур (от 800 до 2400 К). Кроме того, для наблюдения за модификацией поверхности (растрескивание, изменение шероховатости) работает система регистрации рассеянного облучаемой поверхностью образца лазерного излучения с длиной волны 532 нм (рис. 3б) [11]. Данные диагностические системы были использованы во время экспериментов по исследованию изгиба вольфрамовых пластинок, подвергающихся импульсному тепловому воздействию.



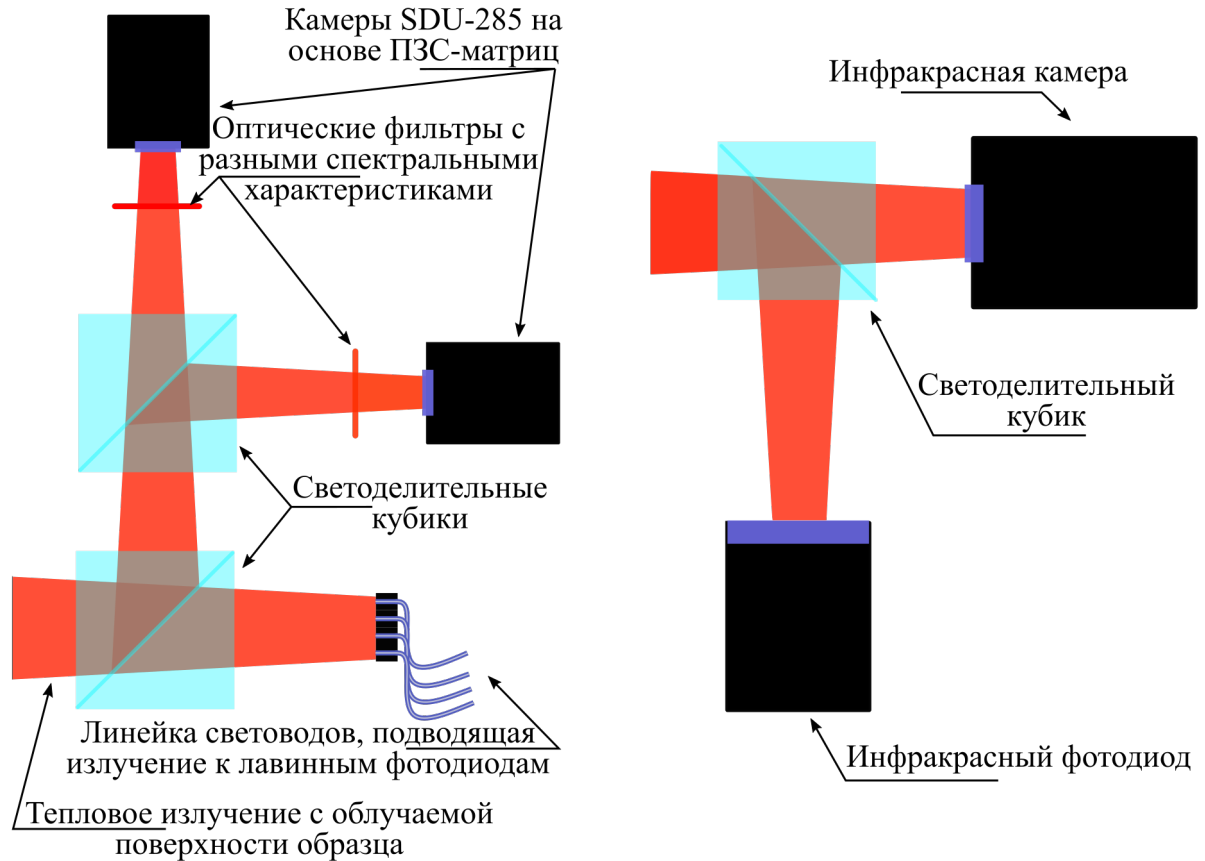
(а) Система диагностики для определения пространственного и временного распределения температуры поверхности образца (горизонтальная плоскость)

(б) Система диагностики эрозии облучаемой поверхности образца (вертикальная плоскость)

Рис. 3. Ход лучей в установке систем регистрации температуры облучаемой поверхности образца (а) и эрозии той же поверхности (б)

2.1. Принцип работы системы диагностики для определения температуры облучаемой поверхности образца

Ход лучей для данной системы диагностики был представлен на рис. 3а. Подробнее схема системы изображена на рис. 4. Кратко рассмотрим общий принцип работы этой системы. Мощность излучения вольфрама в



(а) Система диагностики для определения пространственного и временного распределения температуры поверхности образца, работающая в видимой и ближней инфракрасной областях спектра (от 0.41 до 1 мкм)

(б) Система диагностики для определения пространственного и временного распределения температуры поверхности образца, работающая в ближней инфракрасной области спектра (от 0.9 до 1.7 мкм для камеры и от 0.9 до 2.6 мкм для фотодиода)

Рис. 4. Схемы систем диагностики для определения температуры облучаемой поверхности пирометрическим методом

зависимости от температуры T , регистрируемая прибором со спектральной чувствительностью $r(\lambda)$ описывается следующим интегралом [12]:

$$P(T) = \int_S dS \int_{\Omega} d\Omega \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda \cdot r(\lambda) \cdot \epsilon(\lambda, T) \cdot R_0(\lambda, T), \quad (1)$$

где λ – длина волны излучения, S – площадь поверхности, с которой излучается свет, Ω – телесный угол, под которым производится наблюдение,

$\epsilon(\lambda, T)$ – излучательная способность вольфрама [13], а $R_0(\lambda, T)$ – спектральная плотность мощности излучения абсолютно черного тела, подчиняющаяся закону Планка:

$$R_0(\lambda, T) = \frac{hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}, \quad (2)$$

здесь h – постоянная Планка, c – скорость света, k – постоянная Больцмана. Соответственно, для определения температуры поверхности вольфрама путем регистрации мощности излучения [10] для каждого прибора была определена зависимость $P(T)$ по специальной калиброванной лампе СИ-10-300 с вольфрамовой лентой в качестве излучателя, которая разогревается путем омического нагрева. Для этой лампы известна зависимость температуры ленты от мощности питания, что и позволяет затем определять зависимость мощности регистрируемого излучения $P(T)$ для каждого из используемых в системе диагностики приборов.

Чтобы исключить влияние изменения шероховатости поверхности, которое меняет излучательную способность вольфрама и снижает точность определения температуры, был реализован метод спектрального отношения. Он заключается в том, что наблюдение за облучаемой поверхностью образца производится с использованием двух приборов с чувствительностью в разных диапазонах длин волн. Реализация показана на рис. 4а. Температура же определяется исходя из отношения мощностей теплового излучения, зарегистрированных с помощью обоих приборов.

Причина использования светоделительных кубиков вместо более дешевых и простых пластинок состоит в следующем. Во-первых, применение пластин может вызвать астигматизм в неколлимированных пучках, что ухудшает качество изображения. Во-вторых, вторая поверхность пластин не идеально просветлена, и из-за этого появляется вторичное изображение, мешающее основному. В кубиках же нет астигматизма, а вторичные изображения слабы и расфокусированы.

Система диагностики, схема которой показана на рис. 4б, реализована для того, чтобы регистрировать относительно низкие температуры: начиная с ~ 800 К. В то время как возможности системы с рис. 4а ограничены

снизу температурой в ~ 1300 К. В рамках работы по исследованию динамики деформаций данная система диагностики была исключительно полезна для характеристики нагрузки, производимой на вольфрамовую мишень в ходе облучения электронным пучком.

2.2. Принцип работы системы диагностики для наблюдения за модификацией облучаемой поверхности образца

Ход лучей для системы регистрации рассеянного облучаемой поверхностью лазерного излучения был продемонстрирован на рис. 3в. Более детально принцип работы этой системы схематически изображен на рис. 5. Лазерный луч падает на поверхность вольфрама практически по нормали, а после отражения с помощью линзы фокусируется на поглотитель. В случае неидеальной полировки, то есть наличия

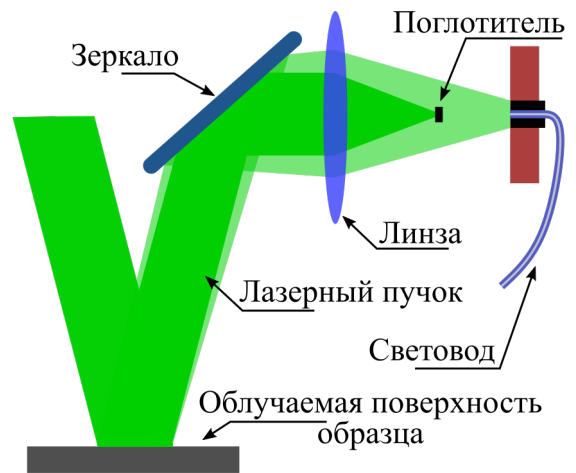


Рис. 5. Принцип работы системы диагностики по регистрации рассеянного излучения

шероховатости поверхности, образуется гало, распространение которого не блокируется поглотителем. Эта доля лазерного света затем попадает на торец световода, подводящего излучение к фотодетектору. Таким образом, в случае возрастания доли рассеиваемого поверхностью излучения (то есть при увеличении ее шероховатости, а особенно при растрескивании) происходит увеличение снимаемой с фотодетекторов разности потенциалов. Для того, чтобы предотвратить влияние теплового излучения вольфрама, применяются узкополосные интерференционные фильтры. Подробное описание данной системы диагностики и получаемых с ее использованием экспериментальных данных описано в [11]. В рамках работы по исследованию изгиба образцов вследствие импульсного нагрева данная система диагностики использовалась в первую очередь для регистрации момента появления трещин на облучаемой поверхности.

3. Динамика деформации

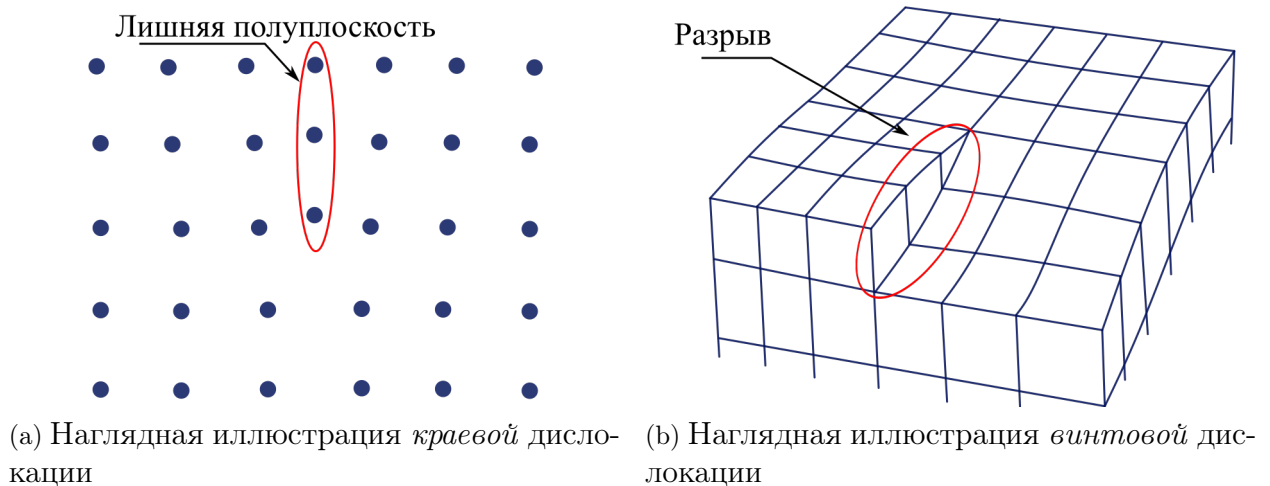
Процесс деформации вольфрамовой пластины качественно проиллюстрирован на рис. 6. При тепловом воздействии на вольфрамовую пластину



Рис. 6. Динамика деформации

ее тонкий поверхностный слой нагревается, и происходит его тепловое расширение. В силу того, что он расширяется как в нормальном к поверхности пластины направлении, так и в продольном, происходит деформация всей пластины как целого – ее изгиб в сторону источника тепла.

При нагреве вольфрама более чем на ~ 500 °С происходит хрупко-вязкий переход, и металл начинает деформироваться пластически. Пластическая деформация связана с движением дислокаций [14, с. 165]. Если рассматривать монокристаллическую структуру, то можно выделить следующие виды дислокаций [14, с. 149-150]. Так называемая *краевая* дислокация возникает, если в кристаллической структуре есть «лишняя» полуплоскость (рис. 7а). *Винтовую* дислокацию можно наглядно описать как сдвиг относительно друг-друга двух сторон кристаллической решетки в районе разрыва при наличии такового (рис. 7b). Безусловно, в поликри-



(а) Наглядная иллюстрация *краевой* дислокации

(б) Наглядная иллюстрация *винтовой* дислокации

Рис. 7. Иллюстрация видов дислокации

сталлической вольфрамовой пластине будут присутствовать дислокации. При нагреве составляющей единицы пластины в виде монокристалла вольфрама начинается движение дислокаций за счет теплового расширения.

Такое движение меняет форму монокристаллов, что в макроскопическом масштабе выливается в изменение формы нагретой области поликристалла. Важно понимать, что при пластической деформации монокристаллов не появляется никаких напряжений. Однако, по мере остывания нагретого объема металла, дислокации не могут вернуться в свое начальное положение, то есть монокристаллы «запоминают» свою новую форму. Это приводит к тому, что вся ранее нагретая до температуры хрупко-вязкого перехода часть вольфрама не может вернуться к своему начальному состоянию. А так как большая часть объема пластины не прогревается до вышеуказанной температуры, она деформируется упруго, всегда стремясь вернуться в изначальное плоское состояние. Остаточная пластическая деформация приводит к тому, что продольный размер ранее нагретого слоя при остывании становится меньше, чем был изначально. При остывании начинается возвращение в исходное положение, а по причине того, что пластическая деформация на этой стадии не компенсирует свое значение во время нагрева, пластинка теперь изгибается в обратную сторону. Это является причиной возникновения остаточных растягивающих напряжений на поверхности, ранее подвергаемой импульсному нагреву, поскольку та часть вольфрама, температура которой не преодолевает температуру хрупко-вязкого перехода, всегда деформируется упруго и стремится вернуться в свое изначальное – плоское состояние. Эти напряжения не позволяют пластине вернуться в начальное состояние и она продолжает изгибаться, пока кривизна ее поверхности не достигнет некоторого значения, которое будем называть остаточной кривизной. В зависимости от интенсивности нагрева и свойств материала, значение остаточных напряжений может превысить предел прочности, приводя к растрескиванию поверхности пластины. Растрескивание частично снимает остаточные напряжения, и происходит уменьшение остаточной кривизны.

Напряжения, возникающие в металле, представляют интерес для изучения в силу того, что являются причиной растрескивания. Одним из параметров, связанных с возникающими в образце напряжениями, является его деформация. Изучение динамики деформации в рамках данной работы состоит в наблюдении за величиной кривизны поверхности вольфрамовой

пластинки, обратной к той, что подвергается тепловому воздействию. По степени изгиба «холодной» части пластинки, поверхность которой к тому же не подвергается эрозии вследствие воздействия электронным пучком, и по интенсивности нагрева металла, как предполагается, можно будет судить о величине остаточных напряжений в нагреваемом слое. Для определения характерных величин изгиба и необходимого динамического диапазона для их регистрации системой диагностики далее проведем простую оценку максимального изгиба по окончании нагрева вольфрамовой пластинки.

3.1. Первичная оценка величины изгиба пластинки во время нагрева

Для проведения оценок относительно величины изгиба вольфрамовой пластинки, подвергающейся воздействию мощного электронного пучка, рассмотрим следующую упрощенную модель. В силу того, что область нагрева, осуществляемого на установке БЕТА, представляет собой круг с гауссовым распределением, представим нагреваемую область пластинки в виде равномерно прогреваемого круга, разделенного на секторы (Рис. 8). Каждый сектор будем считать настолько малым, что его можно предста-

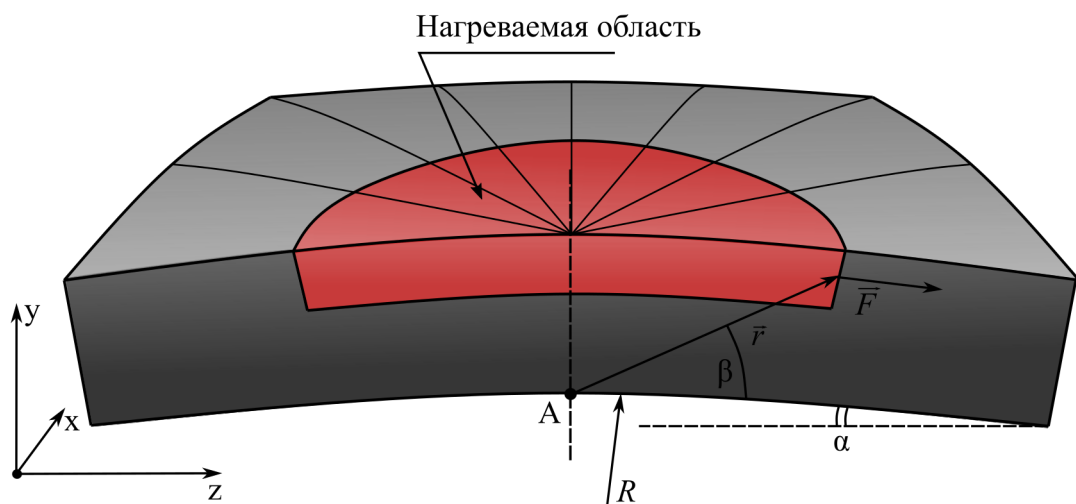
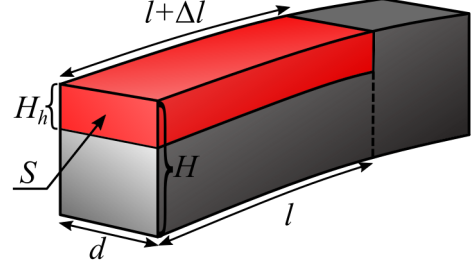


Рис. 8. Профиль пластинки, рассматриваемый при оценке (нагретая область выделена красным)

вить в виде стержня с прямоугольным сечением. В рамках грубой первичной оценки будем считать секторы абсолютно идентичными. Далее рас-

смотрим упругий изгиб такого стержня (отдельно, вместе с некоторыми обозначениями он изображен на рис. 9), возникающий при расширении разогретого участка поверхности вдоль оси z (рис. 8). На рисунке изображены два осесимметричных стержня – сектора круга – с высотой (вдоль y) и длиной (вдоль z) равной высоте и длине пластинки, и относительно малой толщиной (вдоль x).



Сила, развиваемая при линейном тепловом расширении нагретого участка вольфрама:

Рис. 9. Стержень, рассматриваемый в рамках первичной оценки

$$F = \sigma S = E(T_0 + \Delta T) \cdot S \frac{\Delta l}{l} = E(T_0 + \Delta T) \cdot a S \Delta T, \quad (3)$$

где $\sigma = E(T_0 + \Delta T) \cdot \frac{\Delta l}{l}$ – тензор напряжений (σ_{zz}) [14, с. 28], E – модуль Юнга вольфрама, S и l – площадь торца и длина рассматриваемой части пластинки соответственно, a – коэффициент линейного теплового расширения, T_0 и ΔT – начальная температура пластинки и ее изменение в зоне воздействия пучка соответственно. Момент сил относительно точки А с плечом r :

$$M = F r \sin(\pi/2 - \beta + \alpha) = l F \frac{\cos(\beta - \alpha)}{\cos \beta}, \quad (4)$$

здесь α – угол изгиба пластинки в данный момент. Момент сил, развиваемый при изгибе ненагретого участка (противодействующий тепловому расширению нагретого участка поверхности):

$$M = E(T_0) \frac{I_{yy}}{R} = \frac{E(T_0) \cdot (H - H_h)^3 d}{12R}, \quad (5)$$

где $I_{\alpha\alpha} = \int r_\alpha r_\alpha dS$ – тензор момента инерции сечения [14, с. 96 - 97], H и H_h – толщина пластинки и толщина нагреваемого участка соответственно, R – радиус кривизны поверхности при изгибе, а d – ширина рассматриваемого стержня (предполагается, что $d \ll H$). Далее считаем, что $H \gg H_h$, $\tan \beta \approx H/l$, а теплота, полученная в ходе нагрева, может быть записана в

виде:

$$E_h = \pi l^2 H_h \rho c_p \Delta T \approx E_{beam}/2 = P_{beam} \cdot t/2, \quad (6)$$

где E_{beam} , P_{beam} и t – энергия, мощность и время воздействия электронного пучка соответственно, а ρ и c_p – плотность и удельная теплоемкость вольфрама. А положив $E(T_0 + \Delta T) \approx E(T_0)$, получим следующее уравнение на радиус кривизны R :

$$\frac{H^3 \cdot l}{12 \cdot R} \approx \frac{a E_h}{\rho c_p \pi} \left(1 + \frac{H}{R}\right), \quad (7)$$

решая которое, получим следующее соотношение:

$$R \approx H \left(\frac{H^2 l \rho c_p \pi}{6 a P_{beam} t} - 1 \right) \approx \frac{H^3 l \rho c_p \pi}{6 a P_{beam} t}. \quad (8)$$

В случае нагрева поверхности пластины с $H = 4$ мм и $l = 12.5$ мм пучком мощностью $P_{beam} \approx 0.1$ МВт и длительностью $t \approx 1$ мс, значение радиуса кривизны, оцененное с использованием формулы 8, составляет $R \approx 3$ м. В силу того, что $R \gg l$, то есть радиус кривизны много больше характерного размера образца, допустимо считать, что изогнутая пластинка составляет сектор сферы. Это значительно упрощает дальнейшие вычисления и интерпретацию экспериментальных данных.

4. Описание системы диагностики

Способ определения радиуса кривизны поверхности пластины заключается в регистрации изменения поперечного размера лазерного пучка, отраженного от полированной поверхности образца, которая не подвергается нагреву электронным пучком. На рис. 10 представлена схема системы диагностики (а) и проиллюстрирован принцип ее работы (б). Причина со-

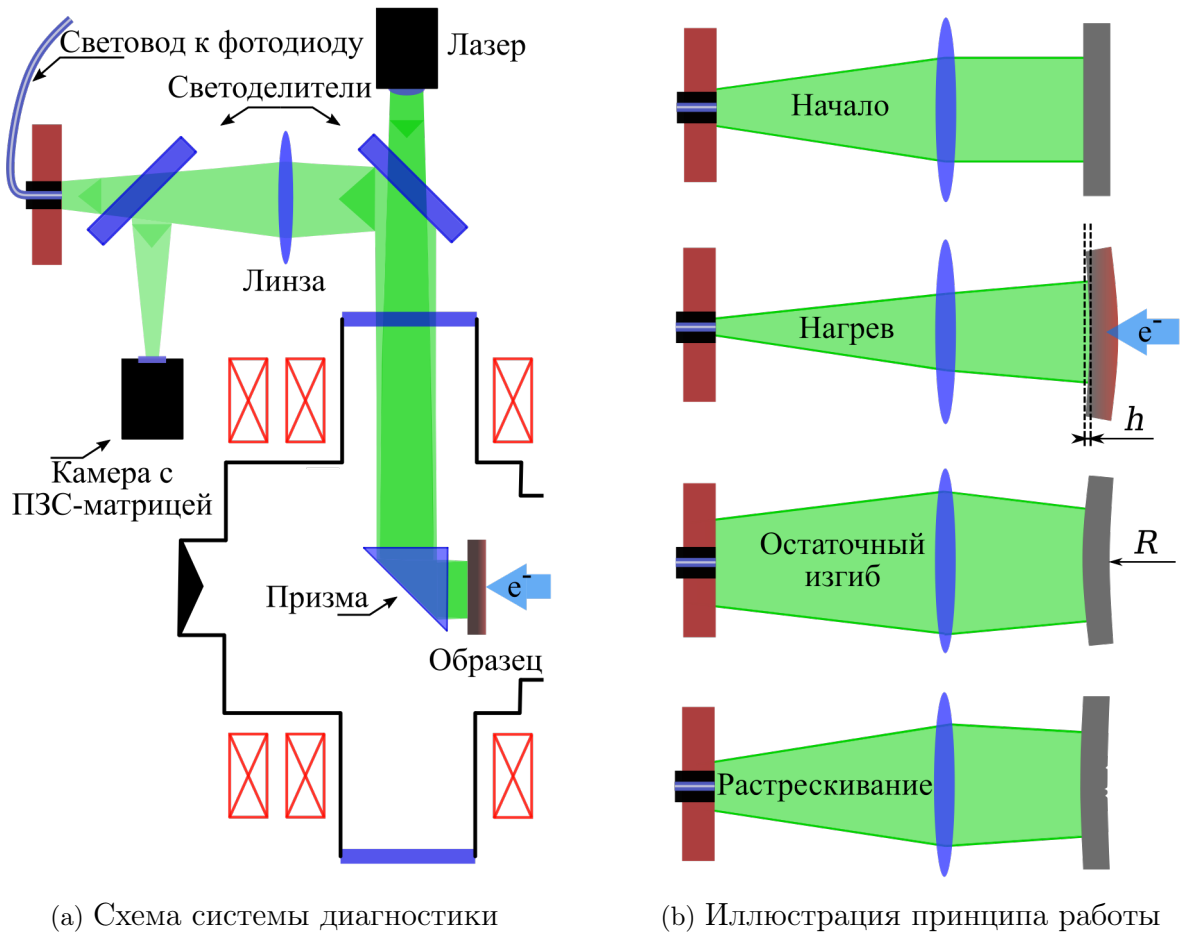


Рис. 10. Схема системы диагностики для изучения изгиба образца, подвергающегося импульсному тепловому воздействию и иллюстрация принципа ее работы

здания системы именно по такой схеме состояла в следующем. Эффект остаточного обратного изгиба, направленного от источника тепла, был обнаружен еще при работе с системой диагностики эрозии облучаемой поверхности, о которой говорилось ранее и более подробно описано в [11]. После экспериментов с вольфрамовыми мишенями точка фокусировки лазерного пучка диагностики рассеянного излучения (рис. 5) сдвигалась относительно первоначального состояния. Конечно, размер поглотителя был таковым, что это излучение никогда не выходило за его пределы, а пропусклась лишь интересующая доля рассеянного излучения. Однако, эффект,

говорящий о явном заметном изгибе пластины был замечен невооруженным глазом. Идея собрать систему диагностики для регистрации изгиба по лазерному излучению, отражающемуся от облучаемой поверхности вольфрама выглядит логичной и более простой с уже имеющимся набором оптических элементов. Однако, стоит упомянуть, что при импульсном тепловом воздействии шероховатость поверхности металла меняется, происходит вспучивание прогреваемого слоя, и, наконец, могут возникать трещины. Такие процессы неизбежно бы вносили ошибку в определении изгиба пластины, как результата возникновения напряжений в нагреваемом слое. А учет их влияния выглядит достаточно трудоемкой задачей. Именно поэтому было решено пойти путем, когда для изучения изгиба, как конкретного интересующего процесса, была собрана система диагностики для работы с поверхностью вольфрама, обратной к облучаемой.

Регистрация лазерного излучения производится с помощью двух приборов: лавинного фотодиода С30659 и камеры на основе ПЗС-матрицы SDU-285. Их расположение и способ подвода излучения проиллюстрированы на рис. 10а. Расстояние между оптическими элементами подбиралось таким образом, чтобы для предполагаемых в эксперименте параметров электронного пучка и получающегося в ходе оценки радиуса кривизны поверхности согласно формуле 8 не происходило фокусировки лазерного пучка в месте расположения торца световода и матрицы камеры. Ключевая роль линзы состоит в уменьшении поперечного размера лазерного пучка, чтобы он не выходил за пределы размеров матрицы камеры, а также имел достаточную плотность мощности для регистрации лавинным фотодиодом.

Влияние оптической системы на лазерный пучок можно описать следующим уравнением, используя матричный формализм [15] (в предположении, что пучок проходит через оптическую ось системы):

$$G(R) \cdot \vec{v}_0 = G(R) \cdot \begin{bmatrix} r_o \\ \alpha_o \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r \\ \alpha \end{bmatrix} = \vec{v}. \quad (9)$$

В данном равенстве применены следующие обозначения: $G(R)$ – матрица оптической системы, r_o и r – радиусы пучка относительно оптической оси до прохождения через оптическую систему и в интересующей точке соот-

ветственно; α_o и α – его начальная и конечная угловая расходимость. Матрица G определяется следующим образом: $G(R) = \prod_i G_i$, где G_i – матрица каждого элемента оптической системы. Под элементами оптической системы понимаются любые поверхности, имеющие кривизну, линзы, а так же пространства между такими объектами. Матрица для пространства длиной d и показателем преломления n между простыми оптическими элементами (в рассматриваемом случае это линза и поверхность пластины, от которой отражается лазерное излучение) записывается как:

$$G_t = \begin{bmatrix} 1 & d/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

для простой линзы с оптической силой Φ :

$$G_l = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

а для задней поверхности пластины, которая при малом изгибе представляет сферическую поверхность с радиусом кривизны R :

$$G_R = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2 \cdot n/R & 1 \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Таким образом, изменение радиуса кривизны пластины R влияет на матрицу $G(R)$, описывающую систему. Здесь положительные значения R соответствуют изгибу пластины в сторону источника электронного пучка, отрицательные – изгибу в обратную сторону. Во время изменения радиуса кривизны пластины, будет меняться радиус лазерного пучка в точке расположения детектирующего прибора, что наглядно проиллюстрировано на рис. 10b. Матричный формализм поможет изящно решить задачу о нахождении радиуса кривизны пластины, исходя из изменения радиуса лазерного пучка после прохождения через оптическую систему. В силу того, что во время процесса изгиба меняется радиус лазерного пучка, его изменение можно однозначно связать с радиусом кривизны поверхности, решая уравнение 9 относительно R . Помимо радиуса кривизны необлучаемой по-

верхности пластины будет рассматриваться стрелка прогиба h (отображена на рис. 10b) как наглядная характеристика изгиба. Для квадратной пластинки со стороной b она определяется согласно равенству:

$$h = R \cdot \left(1 - \cos \frac{b}{2R} \right). \quad (13)$$

4.1. Определение динамики кривизны пластинки с использованием лавинного фотодиода

В случае гауссова распределения мощности в профиле лазерного пучка его основной геометрической характеристикой будем считать величину $r = \sqrt{S/\pi}$ (полуширина на полувывоте), где S – кратная π двойная дисперсия в распределении мощности пучка по радиусу:

$$\rho(r') = A \exp(-S'/S), \quad (14)$$

где $S' = \pi r'^2$. В реальном эксперименте использовался источник лазерного излучения с M^2 -фактором < 1.3 , в то время как для гауссова распределения $M^2 = 1$. То есть, распределение мощности в профиле такого лазерного пучка вполне допустимо аппроксимировать функцией 14. Полная мощность лазерного пучка определяется следующим образом: $P = 2\pi \int_0^{\infty} \rho(r') r' dr'$.

В силу линейности преобразования мощности освещения рабочей поверхности в напряжение, снимаемое с лавинного фотодиода, справедливо уравнение:

$$u_d = B \cdot P_d = 2\pi B \int_0^{r_d} A \exp\left(-\frac{\pi r'^2}{S}\right) r' dr', \quad (15)$$

где B – коэффициент такого преобразования, а r_d – радиус рабочей поверхности детектора. Обозначим за $C = A \cdot B$, u – уровень сигнала, который мог бы быть зарегистрирован, если бы все лазерное излучение было принято детектором. То есть, выражаясь более строго, S таково, что $r_d \gg \sqrt{S/\pi}$

в равенстве 15. Тогда:

$$u = 2\pi C \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi r'^2}{S}\right) r' dr' = C \cdot S. \quad (16)$$

Запишем выражение для u_d , опираясь на переменные C, S и положив $S_d = \pi r_d^2$:

$$u_d = 2\pi C \int_0^{r_d} \exp\left(-\frac{\pi r'^2}{S}\right) r' dr' = -C \cdot S \left(e^{-S_d/S} - 1\right). \quad (17)$$

Очевидно равенство:

$$u_d = u \left(1 - e^{-S_d/S}\right) \Rightarrow S = S_d \cdot [-\ln^{-1}(1 - u_d/u)]. \quad (18)$$

Тогда величина r может быть определена следующим образом у рабочей поверхности фотодиода:

$$r = \pm r_d \cdot \sqrt{-\ln^{-1}(1 - u_d/u)}. \quad (19)$$

Знак «+» здесь соответствуют тому случаю, когда детектор расположен между точкой фокусировки лазерного пучка и линзой (согласно схеме на рис. 10а), а «-» – случаю, когда точка фокусировки оказалась между детектором и линзой. Значение r имеет смысл характерного размера в сечении лазерного пучка. Величину u можно рассчитать в самом начале эксперимента, используя уравнение 19, и определив полуширину на полувысоте пучка r , исходя из ее начального значения r_o до преобразования оптической системой (заранее известная величина $r_o = \sqrt{S_o/\pi}$), и предполагая, что пластина в этот момент находится в недеформированном состоянии (во всяком случае, ее радиус кривизны таков, что позволяет так считать). Тогда r определяется с использованием уравнения 9, u_d измеряется до начала облучения электронным пучком и, после подстановки в уравнение 19, находится значение u .

Для определения радиуса кривизны вольфрамовой пластинки необхо-

димом решить следующее линейное уравнение относительно R :

$$LR = G_{11}(R) \cdot r_o + G_{12}(R) \cdot \alpha_o = r \Rightarrow R = L^{-1}r. \quad (20)$$

Оно следует непосредственно из выражения 9, а величина r определяется согласно равенству 19. L понимается как линейный оператор преобразования $R \rightarrow r$, а L^{-1} – оператор обратного преобразования. Вообще говоря, система из уравнений 19 и 20 относительно R будет иметь два решения, так как в уравнении 19 не содержится информации относительно того, перед точкой фокусировки лазерного луча, или за ней находится детектор: знак r заранее неопределен. Другими словами, конечную угловую расходимость α , которая сделала бы решение однозначным, невозможно зарегистрировать в вышеописанной конфигурации. Верное решение (то есть «+» или «-» в уравнении 19) определяется исходя из знака R и устройства оптической системы. Например, в любой момент времени есть два решения системы уравнений 19 и 20: одно – всегда положительное, а другое – отрицательное. Отрицательное решение во время нагрева противоречит природе деформации пластины, и наоборот, положительное решение спустя длительный период времени от окончания воздействия также противоречит здравому смыслу. К тому же, было обнаружено, что решения с неверным знаком имеют, как правило, нереалистичные величины. Хотя, в большинстве экспериментов конфигурация системы диагностики была такой, что детектор всегда (вне зависимости от того, на какой стадии изгиба находится пластина) располагался между точкой фокусировки лазерного пучка и линзой, то есть в уравнении 19 выбирался знак «+». То есть, более тонкий анализ приходилось проводить только в исключительных случаях: когда интенсивность нагрева была слишком большой при относительно малой толщине пластины и это не было предусмотрено конфигурацией системы диагностики.

Детектор излучения невозможно расположить в непосредственной близости к установке БЕТА, так как электромагнитное поле, производимое во время работы установки, будет вносить существенные погрешности в измерения. К лавинному фотодиоду, выбранному в качестве детектора для

описываемой системы диагностики, излучение подводится с использованием световода. Таким образом, в качестве значения величины r_d используется рабочий радиус световода. А расположение торца световода относительно точки фокусировки лазерного пучка таково, что все излучение, попадающее на торец световода, передается к рабочей поверхности лавинного фотодиода эффективно для любой возможной кривизны поверхности изучаемого образца.

Важно упомянуть, что в силу не идеальной обработки поверхности вольфрама, не подвергающейся импульсному нагреву, в профиле лазерного пучка присутствуют неоднородности. Чтобы минимизировать их влияние на точность анализа, перед торцом световода было установлено матовое стекло.

4.2. Определение динамики кривизны пластинки с использованием камеры с ПЗС-матрицей

Помимо лавинного фотодиода в качестве регистратора лазерного излучения была использована камера с ПЗС-матрицей SDU-285. Добавление этого устройства в систему диагностики было мотивировано возможностью корректировать данные с лавинного фотодиода в случае сдвига лазерного пучка с оптической оси системы в ходе возможных низкочастотных колебаний устройства для фиксации пластинки внутри вакуумной камеры установки, а также в связи со сложностью позиционирования центра электронного пучка по поверхности пластины. Несовпадение центра профиля нагрева и центра пластины может вылиться в небольшой сдвиг лазерного пучка с первоначального направления. Все это вносит некоторые ошибки в определение кривизны поверхности пластины с помощью лавинного фотодиода, поскольку все вышеописанные расчеты производились с предположением, что центр сечения лазерного пучка и центр световода (как и рабочей части лавинного фотодиода) всегда совмещены. Расположение камеры отображено на рис. 10а (а). Частота съемки с помощью камеры значительно ниже той, с которой производился сбор данных с лавинного фотодиода (~ 1 Гц против 200 кГц). То есть камера не способна отследить динамику деформации при временах нагрева 0.15 - 1 мс. Однако есть воз-

возможность детектировать величину изгиба пластинки в момент окончания воздействия электронным пучком, а так же отследить остаточное значение стрелки прогиба.

Обработка данных для такого прибора значительно проще – характерный размер лазерного пятна r легко определяется по количеству засвеченных пикселей с условием, что $S = \pi r^2$ соответствует кратной π двойной дисперсии из определения $\rho(r')$, записанного в виде 14. Исходя из определения 14, величину S можно найти следующим образом. Максимальное значение уровня сигнала, регистрируемое ячейками матрицы равно $\rho(0)$, а значение на окружности радиуса r равно $\rho(r)$. Соответственно, посчитав число ячеек ПЗС-матрицы с уровнем сигнала в диапазоне от $\rho(0)$ до $\rho(r)$, а затем умножив на площадь ячейки ($6.45 \cdot 6.45 \cdot 10^{-8}$ см²), можно получить нужную для дальнейших вычислений величину S . Процесс вычисления наглядно проиллюстрирован на рис. 11. Радиус кривизны по-

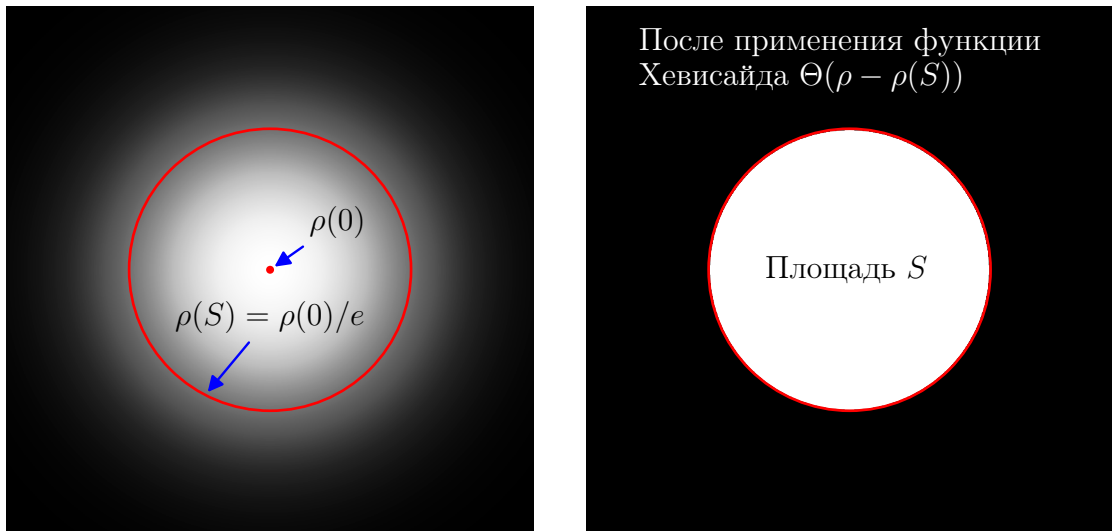
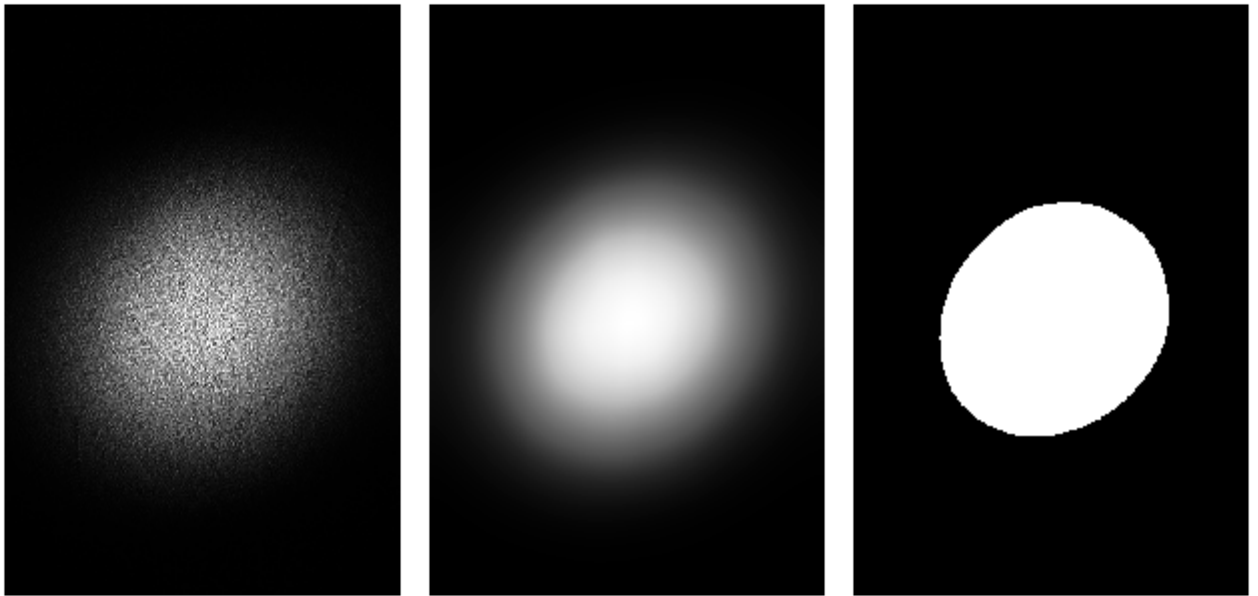


Рис. 11. Наглядная иллюстрация процесса определения величины S

верхности исследуемого образца определяется далее согласно уравнению 20, где $r = \pm\sqrt{S/\pi}$. Знак здесь выбирается абсолютно аналогично тому, как было описано выше для лавинного фотодиода. Как правило, система диагностики сконфигурирована таким образом, что и для камеры выбираются исключительно положительные значения r , а перефокусировка лазерного пучка во время эксперимента происходит исключительно редко.

В случае обработки экспериментальных данных, получаемых с ис-

пользованием камеры, к исходным данным применяется пространственный однородный фильтр для уменьшения влияния неоднородностей лазерного профиля, упомянутых выше. Иными словами, в обработку экспериментальных данных добавляется еще один шаг, как продемонстрировано на рис. 12.



(a) Исходное изображение

(b) После применения однородного фильтра

(c) После применения функции Хевисайда

Рис. 12. Пример обработки экспериментального снимка лазерного профиля

5. Характеристика интенсивности нагрева

В качестве характеристики нагрузки, производимой на мишень, был выбран параметр потока тепла F_{hf} (Heat Flux Factor) в $\text{МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$, применяемый для прямоугольного профиля мощности нагрева во времени. Эта величина типична для исследований, связанных с изучением материалов, подвергающихся тепловой нагрузке. Качественно зависимость мощности нагрева и температуры поверхности от времени проиллюстрирована на рис. 13. Величина F_{hf} имеет смысл плотности энергии, полученной ме-

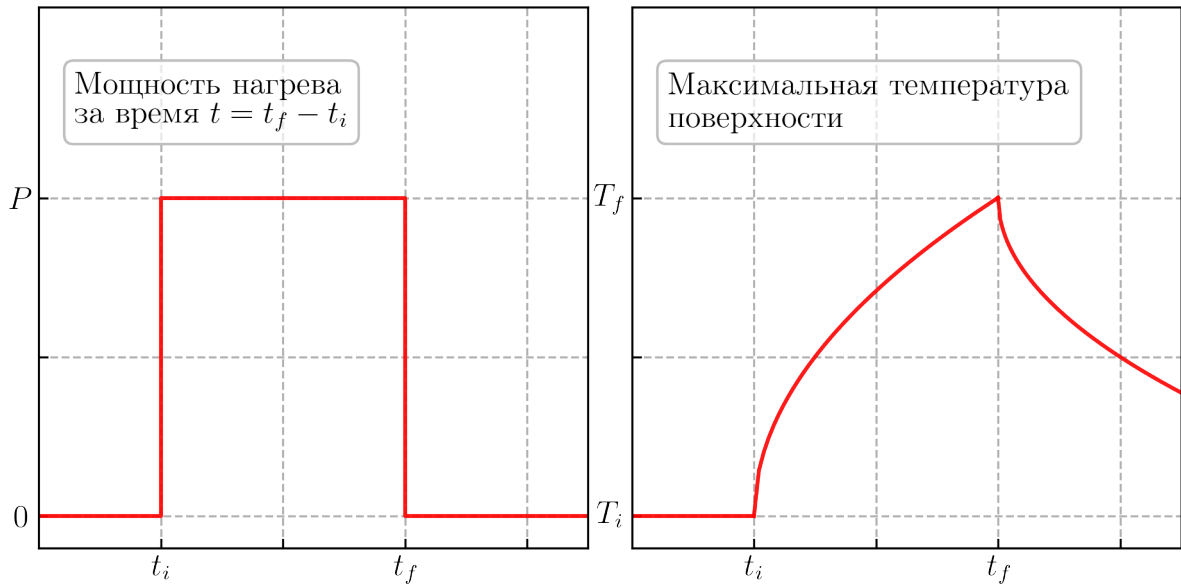


Рис. 13. Качественная зависимость мощности нагрева от времени и получаемое при этом изменение температуры поверхности облучаемого образцом за все время воздействия t :

$$F_{hf} \sim \frac{E_h}{V}, \quad (21)$$

где V – объем образца, поглотивший энергию E_h . $V = S \cdot H_h$, S – площадь, подвергаемая нагреву, а H_h – глубина распространения тепла, которая, как следует из вида одномерного уравнения теплопроводности $u_{xx} = cu_t$, пропорциональна \sqrt{t} . Таким образом $F_{hf} \sim E_h/(S \cdot \sqrt{t})$, а из физического смысла и вида этой зависимости следует, что с точки зрения того, какую энергию поглощает металл:

$$F_{hf} = \zeta \cdot \Delta T, \quad (22)$$

где $\Delta T = T_f - T_i$ – изменение температуры металла в ходе воздействия (T_i и T_f – начальная и конечная температура соответственно), ζ – характерная для образца константа (в нее входят теплоемкость, теплопроводность, плотность). Так как профиль нагрева, как правило, пространственно неоднородный, то под T_f здесь имеется ввиду максимальная температура поверхности в конце нагрева. Исходя из линейной зависимости и уже определенных величин F_{hf} (0 при нулевом приросте температуры, и 50, соответствующее порогу плавления вольфрама [16]), можно связать температуру поверхности, определяемую по окончании воздействия, с F_{hf} :

$$\zeta = \frac{50}{T_m - T_r}, \quad (23)$$

где T_m и T_r - температура плавления вольфрама и комнатная температура соответственно. Таким образом:

$$F_{hf} = 50 \cdot \frac{T_f - T_i}{T_m - T_r}, \quad (24)$$

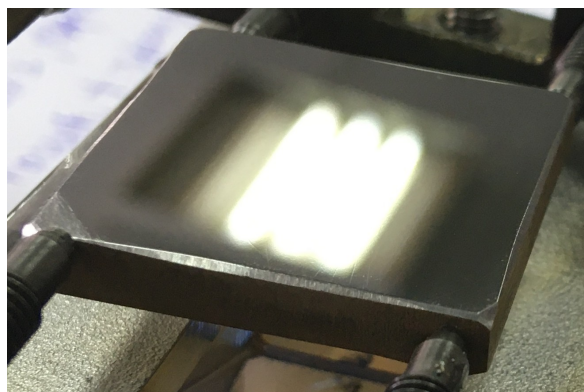
Температура поверхности определяется посредством системы диагностики, основанной на принципах пирометрии. Выше был кратко описан принцип ее работы. Составляющие ее приборы не способны достоверно определять температуру ниже 800 К, однако в этом случае, пользуясь уравнением 21, исходя из мощности воздействия $P_h = U \cdot I$, можно рассчитать F_{hf} как:

$$F_{hf} = K \cdot U \cdot I \cdot \sqrt{t}. \quad (25)$$

Здесь U , I и t – потенциал, ток пучка на мишень и время облучения мишени соответственно, а K – постоянная, определяемая для случаев, когда возможна как регистрация температуры, так и параметров пучка. Считается, что K зависит только от констант, характеризующих вольфрам, и постоянна по крайней мере для интересующего диапазона температур. На установке БЕТА проводятся токовые измерения, поэтому возможность охарактеризовать интенсивность нагрева при относительно низких температурах, которые не могут быть зарегистрированы пирометрическим методом, все же имеется.

6. Экспериментальная часть

Эксперименты проводились с квадратными мишенями из катанного вольфрама размером 25×25 мм толщиной 2 мм и 4 мм (рис. 14) с разными сценариями нагрузки и степенью обработки облучаемой поверхности: полированная до зеркального блеска (рис. 14а) и шлифованная (рис. 14б). Поверхность пластины, не подвергаемая облучению электронным пучком всегда полировалась. После обработки поверхностей все образцы проходили через ультразвуковую чистку с последующей мойкой водой с моющим средством, дистиллированной водой и ацетоном. Таким образом, образцы не содержали никаких примесей, что было проверено с помощью электронного сканирующего микроскопа и рентгеновского микроанализа. Варианты сценария нагрузки включали в себя как ступенчатый ее рост сериями по несколько импульсов нагрева, так и нагрев с постоянной величиной F_{hf} . Длительность облучения электронным пучком оставалась постоянной в ходе эксперимента. Интенсивность нагрева варьировалась путем изменения тока пучка. В качестве величин, характеризующих изгиб, используется обратный радиус кривизны R^{-1} и стрелка прогиба h (пояснение на рис. 10б).



(а) Полированная с обеих сторон пластина (толщина 4 мм)



(б) Пластина со шлифованной облучаемой поверхностью (толщина 2 мм)

Рис. 14. Фото вольфрамовых образцов

В качестве проверки достоверности результатов определения кривизны, проводились измерения кривизны разработанной в работе методикой, а независимые измерения остаточной кривизны проводились по кольцам Ньютона. Плоская стеклянная пластинка помещалась на полированную необлученную поверхность образца, которая затем освещалась лазерным пучком с диаметром, соответствующим диаметру лазерного пучка в рай-

оне мишени на экспериментальной установке. По количеству светлых интерференционных колец n определялся радиус кривизны поверхности:

$$R = \frac{r_s^2}{\lambda(n - \frac{1}{2})}, \quad (26)$$

где r_s – радиус лазерного пучка на поверхности образца. Такие измерения проводились также перед экспериментами для определения начальной кривизны поверхности.

6.1. Зарегистрированная динамика кривизны пластины

Эксперимент проводился с мишенью толщиной 4 мм, которая была отполирована до зеркального блеска с обеих сторон. Облучение производилось с $F_{hf} = 19.6 \text{ МДж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-0.5}$ в каждом импульсе воздействия длительностью 0.7 мс. Зарегистрированная динамика изгиба в зависимости от времени в первом импульсе облучения отображена на рис. 15.

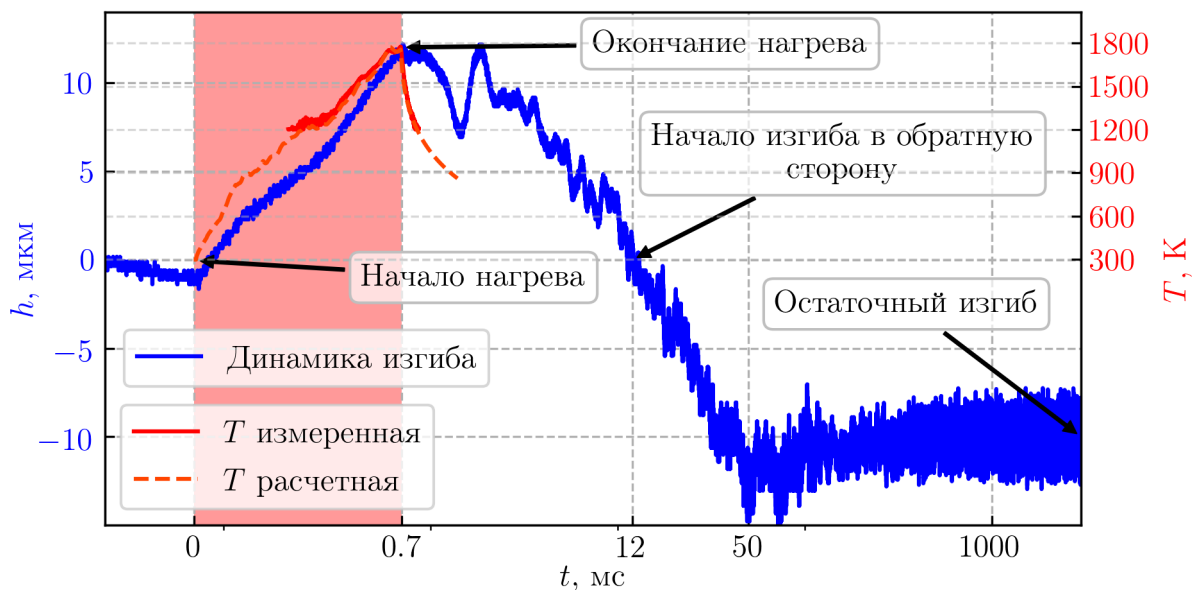


Рис. 15. Динамика изгиба и наглядная иллюстрация ее ключевых этапов

Представленный график показывает качественно ожидаемую динамику изменения стрелки прогиба во времени. Здесь также отображена зависимость максимальной температуры поверхности центральной части пластины, измеренной с использованием системы определения температуры поверхности образца на основе лавинного фотодиода. Температура также рассчитывалась из токовых измерений (пунктир). Заметна корреляция тем-

пературы и величины стрелки прогиба на стадии нагрева, что говорит о преимущественно линейном (упругом) характере деформации, определяющей изгиб на этой стадии. В силу того, что некоторый объем металла был разогрет до температур, превышающих температуру хрупко-вязкого перехода, имела место пластическая деформация. После достижения своего максимального значения величина стрелки прогиба начинает уменьшаться, и спустя 12 мс от начала нагрева достигает своего начального состояния. Однако далее пластинка изгибается в обратную сторону. Это происходит в результате того, что пластическая деформации на стадии остывания не полностью компенсирует свою величину в ходе нагрева. То есть, как упоминалось ранее, нагреваемый слой в результате импульсного воздействия имеет другую форму при возвращении к комнатной температуре (у него другой размер в плоскости пластинки). По этой причине пластинка изгибается в другую сторону относительно источника тепла. Спустя еще примерно 35 мс значение стрелки прогиба устанавливается на одном значении, свидетельствуя о появлении в тонком поверхностном слое, подвергнутом ранее импульсному нагреву, остаточных напряжений.

Во время следующего импульса нагрева электронным пучком пластинка начинает изгибаться из состояния, достигнутого после первого импульса. Полученная зависимость стрелки прогиба от времени, представленная на рис. 16, качественно выглядит аналогично той, что была зарегистрирована во время первого облучения электронным пучком. Заметно умень-

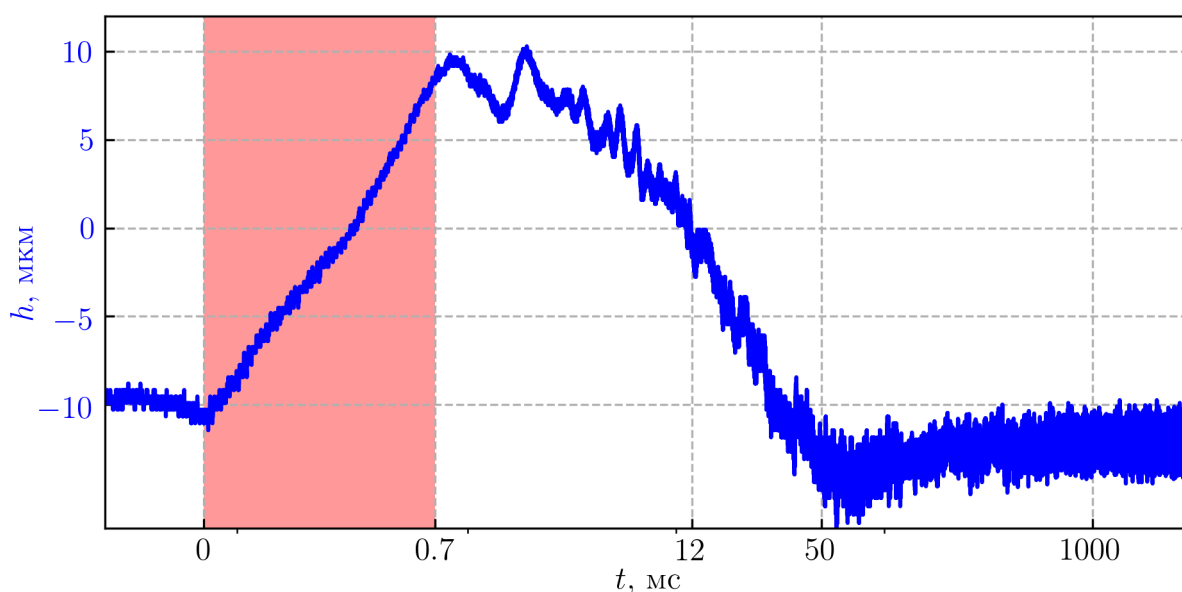


Рис. 16. Динамика изгиба во время второго импульса нагрева

шение добавки к величине остаточного изгиба после нагрева, что говорит о постепенном выходе остаточной стрелки прогиба на постоянное значение. Этот эффект будет проиллюстрирован для последующих импульсов воздействия и объяснен далее.

6.2. Исследование природы колебаний, обнаруженных в ходе регистрации динамики изгиба пластины

Сразу после окончания нагрева на рис. 15 видны колебания с частотой $f \approx 1.1$ кГц. Кроме того, на протяжении всего времени регистрации сигнала лавинным фотодиодом ($t = 3.4$ с) проявляются высокочастотные колебания с $f \approx 76$ кГц. Это хорошо видно из результата фурье-анализа (делалось оконное преобразование фурье), результат которого представлен на рис. 17. Также здесь заметна проявляющая себя в меньшей степени ча-

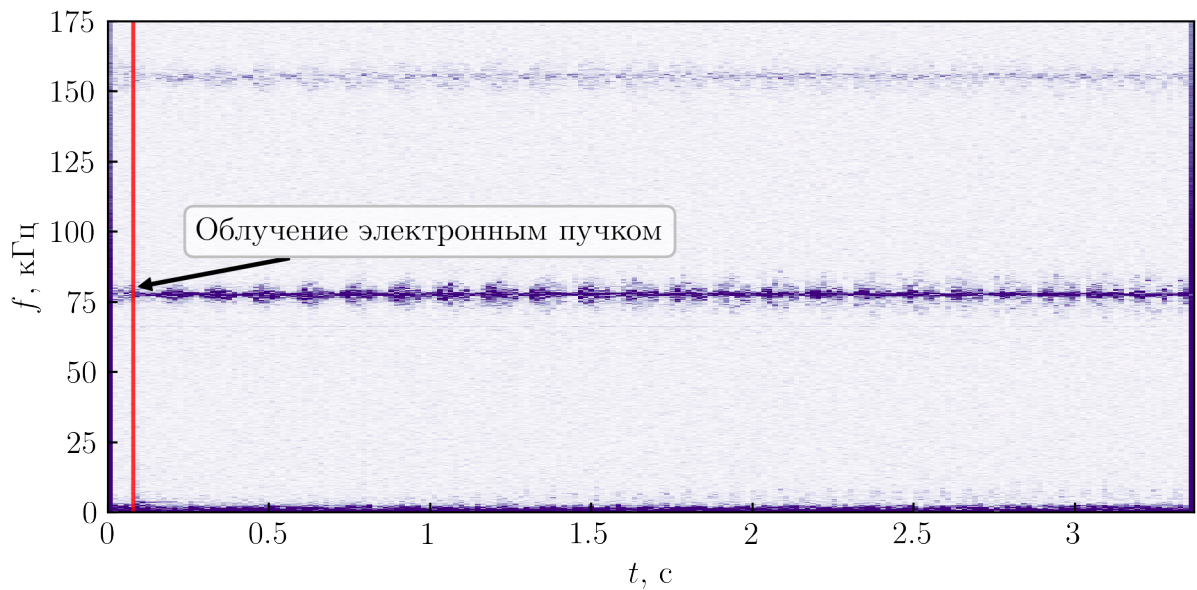


Рис. 17. Результат фурье анализа сигнала, представленного на рис. 15

стота $f \approx 155$ кГц. Так как эти колебания оказывают влияние на экспериментальный сигнал, то нужно понимать причину их возникновения, чтобы правильно оценивать ошибки. Для выяснения природы высокочастотных колебаний обратимся к уравнению, описывающему свободные колебания пластины, полученному в [14, с. 139]:

$$\rho \frac{\partial^2 h}{\partial t^2} + \frac{D}{H} \Delta^2 h = 0. \quad (27)$$

Использованы следующие обозначения:

$$D = \frac{E \cdot H^3}{12(1 - \mu^2)}, \quad (28)$$

ρ – плотность металла, из которого изготовлена пластина, h – прогиб, E – модуль Юнга, μ – коэффициент Пуассона и, наконец, H – толщина пластины. Далее в [14, с. 140] было получено дисперсионное соотношение для волн, которые могут распространяться по пластинке, на чем остановимся подробнее.

Рассмотрим монохроматическую упругую волну, то есть будем искать решение в виде:

$$h = A \cdot e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (29)$$

где $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$, $\mathbf{r} = (x, y)$ (плоскость XU находится в плоскости пластины). Правомерность использования такого приближения можно объяснить тем, что за короткий промежуток времени прогревается чрезвычайно малый объем металла. Таким образом описываются колебания «холодной подложки» в виде непрогретого объема вольфрама, которые и регистрируются системой диагностики. К тому же, из рис. 17 видно, что высокочастотные колебания имеют линейный характер и частота не зависит от времени: прослеживается лишь модуляция с частотой ~ 7 Гц, которая связана с вибрациями в крепежной системе образца. Эта частота регистрируется всеми диагностическими системами и, по оценкам, соответствует частоте колебаний стального стержня, на котором образцы крепятся в вакуумной камере. После подстановки решения 29 в уравнение 27 получим:

$$-\rho\omega^2 + \frac{D}{H}k^4 = 0, \quad (30)$$

откуда

$$\omega = k^2 \left(\frac{D}{\rho H} \right)^{\frac{1}{2}} = k^2 \sqrt{\frac{E \cdot H^2}{12\rho \cdot (1 - \mu^2)}}. \quad (31)$$

Так как пластинка крепится так, что четыре ее угла остаются неподвижными (способ крепления виден на рис. 14 и схематично изображен на рис. 18), то рассмотрим следующие слегка упрощенные граничные условия.

Ось x проходит параллельно сторонам, в которые упираются крепежные винты, как показано на рис. 18. Прогиб $h = 0$ в следующих точках (пусть точка $(0, 0)$ располагается в одном из углов, а поперечный размер обозначим за b): $(0, 0)$, $(0, b)$, $(b, 0)$, (b, b) . Условие будет выполняться при $k = (\pi n/b, \pi m/b)$, где n и m – натуральные числа. Таким образом возможные частоты собственных колебаний пластинки будут описываться следующим уравнением:

$$\omega_{n,m} = \pi^2 \left(\frac{n^2 + m^2}{b^2} \right) \sqrt{\frac{E \cdot H^2}{12\rho \cdot (1 - \mu^2)}} \approx 2\pi(n^2 + m^2) \cdot 13.8 \cdot 10^3 \text{ рад/с} \quad (32)$$

$$f_{n,m} \approx (n^2 + m^2) \cdot 13.8 \text{ кГц} \quad (33)$$

Сюда подставили размеры пластины ($H = 4$ мм, $b = 25$ мм) и следующие параметры для поликристаллического вольфрама: $E = 400$ ГПа, $\mu = 0.29$ и $\rho = 19.25$ кг/м³. Получается, что наиболее близкой к частоте в 76 кГц оказывается мода $f_{1,2} = 69$ кГц. Распространение волн с $f_{2,1}$ затруднено из-за особенностей крепления: пластина сжимается в направлении y , то есть в этом направлении волна с высокой частотой быстро затухает.

К частоте 155 кГц наиболее близка мода $f_{3,1} = 151.8$ кГц. При более детальном рассмотрении, увеличив ширину окна для оконного преобразования фурье для повышению разрешающей способности относительно частоты, можно обнаружить чуть менее ярко выраженную частоту 29.2 кГц (рис. 19). Это близко к моде $f_{1,1} = 27.6$ кГц, остальные же моды собственных колебаний пластины, описываемые равенством 33, проявляют себя чрезвычайно слабо. Если рассмотреть короткий промежуток времени после окончания теплового воздействия с меньшим размером окна на рис. 19 справа (для увеличения временного разрешения и возможности отсле-

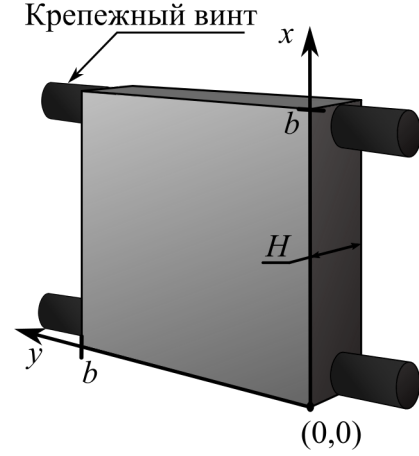


Рис. 18. Иллюстрация способа крепления пластины и обозначения, используемые в ходе оценки частот колебаний

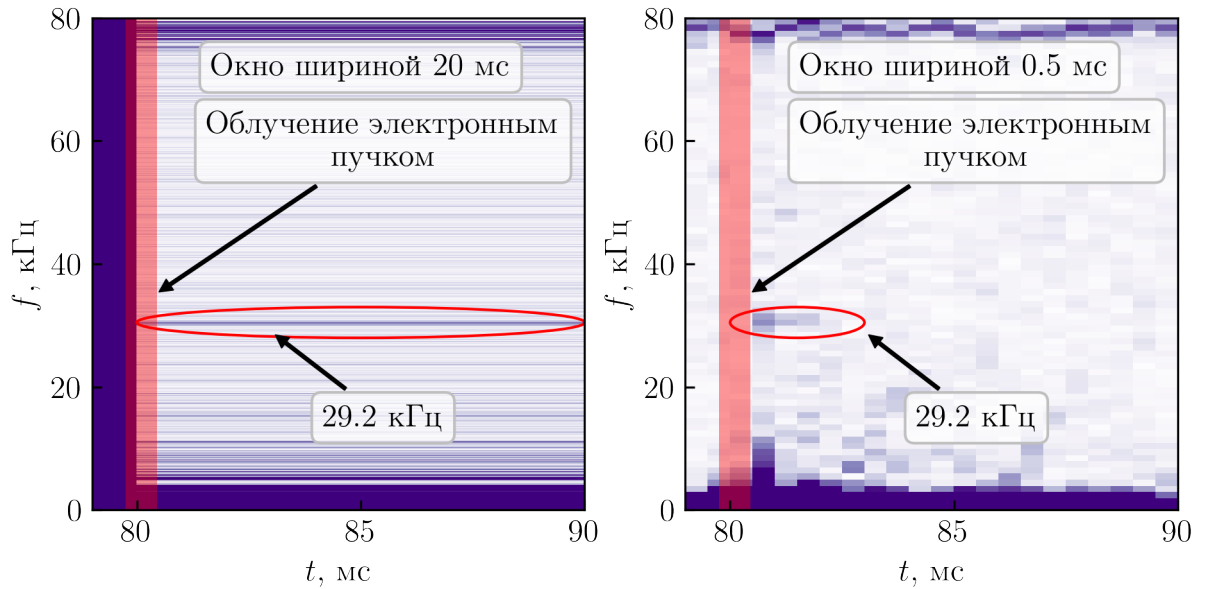


Рис. 19. Результат фурье анализа на более коротком отрезке времени с большим размером окна (слева) и меньшим размером окна (справа)

живания зависимости частоты от времени), то обнаружится, что мода $f_{1,1}$ быстро затухает. Поэтому этой частоты не видно на рис. 17, где отображен существенно больший промежуток времени. Соответственно, вероятнее всего, что эти колебания есть ни что иное, как собственные колебания пластинки. Расхождение можно объяснить тем, что фактически колебания пластинки не свободные, поскольку она зажимается с торцов с небольшим усилием, что в уравнении 27 никак не учитывается, поскольку достоверно величину этого усилия определить не представляется возможным. Высоко-частотные колебания с частотами, описываемыми уравнением 32, проявляются во всех экспериментах. Они обладают высокой добротностью и даже при времени регистрации сигнала лавинным фотодиодом в 40 с некоторые практически моды не затухают.

Колебания с частотой в 1.1 кГц, которые хорошо заметны после окончания воздействия на рис. 15, имеют достаточно большую амплитуду, которая уменьшается по мере остывания облученной поверхности. Такая частота не может быть описана уравнением 33, поскольку отличается более чем на порядок от моды $f_{1,0}$, дающей наименьшую частоту, равную 13.8 кГц. Уменьшение амплитуды и частоты (на рис. 20 заметна зависимость частоты от времени), быстрое затухание (рис. 20) по мере остывания облученной электронным пучком поверхности образца говорит о явном нелинейном характере колебаний и зависимости от процессов, происходящих на ранее

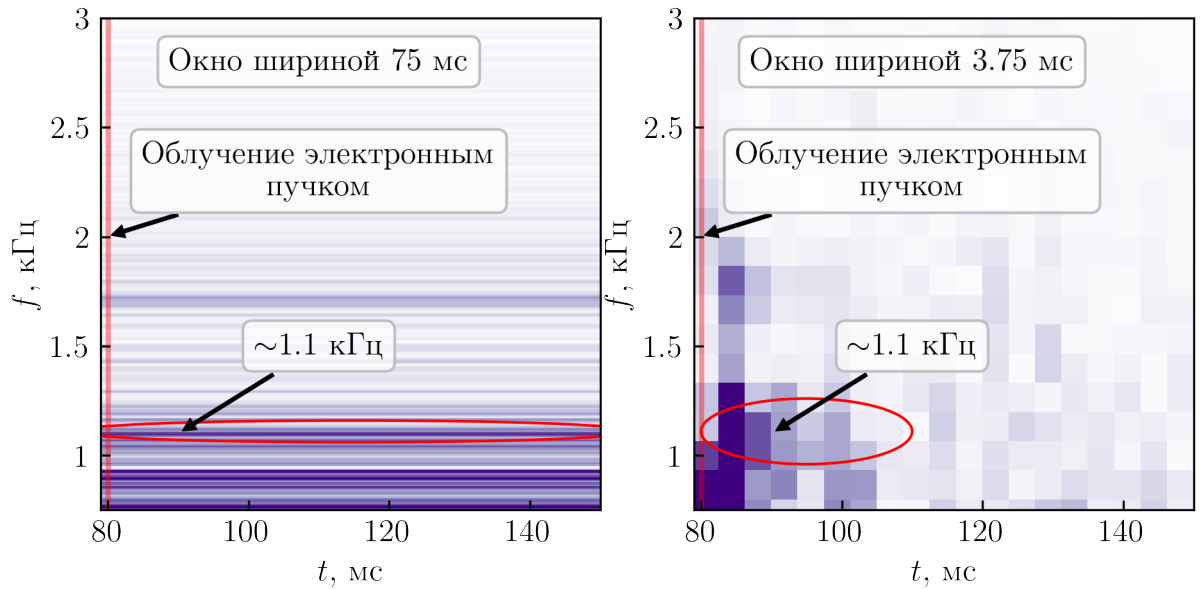


Рис. 20. Результат фурье анализа на более коротком отрезке времени с большим размером окна (слева) и меньшим размером окна (справа) в меньшем частотном диапазоне нагретой поверхности образца. Данный процесс требует более глубокого анализа с учетом влияния температуры.

6.3. Поведение пластинки после нескольких импульсов воздействия с постоянной нагрузкой

На рис. 21 представлена зависимость величины максимального изгиба в ходе нагрева и величины остаточного изгиба после его окончания от числа импульсов нагрева. В ходе эксперимента поддерживалась постоянная нагрузка.

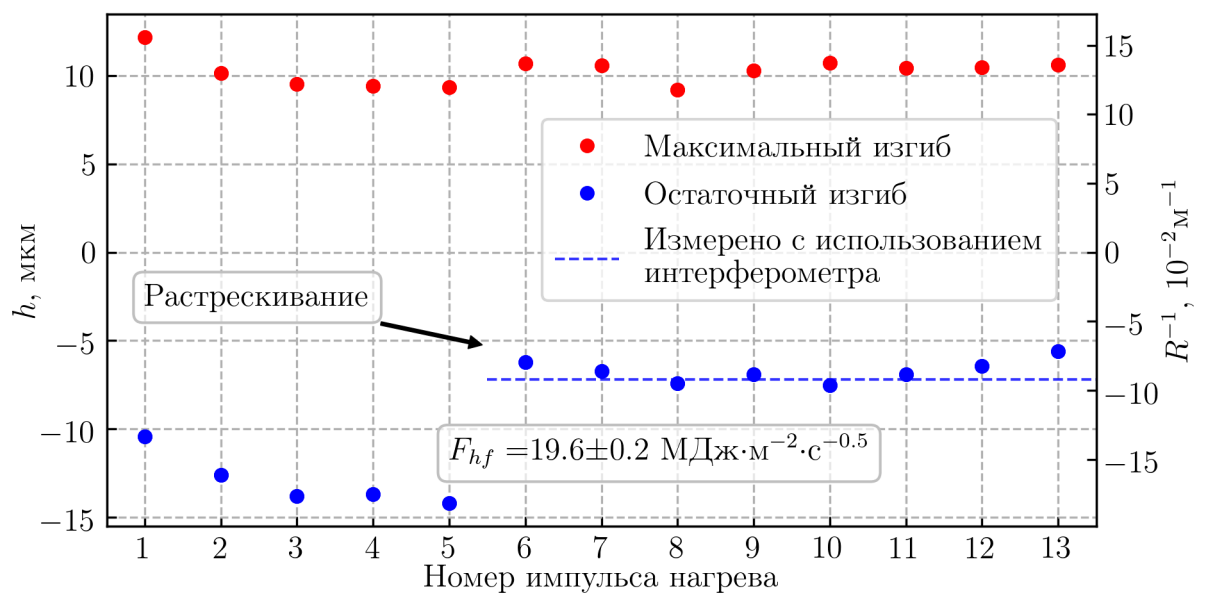


Рис. 21. Зависимость максимального и остаточного значения стрелки прогиба от номера импульса теплового воздействия для мишени толщиной 4 мм

ная величина $F_{hf} = 19.6 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$ при длительности импульса 0.7 мс. Динамика изменения величины стрелки прогиба в ходе первого импульса нагрева была представлена выше на рис. 15.

Несмотря на то, что облучение проводилось с практически постоянной интенсивностью, величина остаточной кривизны не сразу выходит на постоянное значение. При том, что измеренные значения F_{hf} начиная с первого и заканчивая пятым импульсом воздействия имеют по порядку следующие значения: 19.8, 19.5, 19.4, 19.8, 19.5 $\text{МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$. Такое поведение образца можно объяснить тем, что скорость движения дислокаций, которыми и обуславливается пластическая деформация, ниже скорости теплоотвода от прогретого электронным пучком слоя вольфрамового образца. Соответственно, пластическая деформация, которая бы соответствовала температуре вольфрама, получаемой при облучении с интенсивностью в условные $F_{hf} = 19.6 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$, не успевает завершиться за то время, пока температура хоть какого-то объема металла выше температуры хрупко-вязкого перехода (500 °С). С каждым последующим импульсом пластическая деформация в прогреваемом слое достигает своего максимального значения для данной интенсивности нагрева, и величина остаточных напряжений, а так же и остаточной кривизны, выходит на постоянную величину. Это и наблюдается на рис. 21.

Видимо, значение остаточных напряжений, получившееся в результате облучения с вышеописанными значениями интенсивности нагрева, оказалось чрезвычайно близко к порогу прочности, и, спустя некоторое время после пятого импульса воздействия электронным пучком, на облучаемой поверхности появились трещины. Они хорошо видны на снимках одной из камер системы диагностики для определения температуры облучаемой поверхности на рис. 22 (фото с временем экспозиции 20 мкс было сделано за 50 мкс до окончания воздействия электронным пучком). После следующего импульса нагрева с $F_{hf} = 19.7 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$ значение остаточной кривизны не вышло на прежнюю величину, а оказалась ниже по модулю. Это соответствует качественным ожиданиям, поскольку растрескивание частично снимает остаточные напряжения, что и является причиной уменьшения остаточной кривизны необлучаемой поверхности пластины.

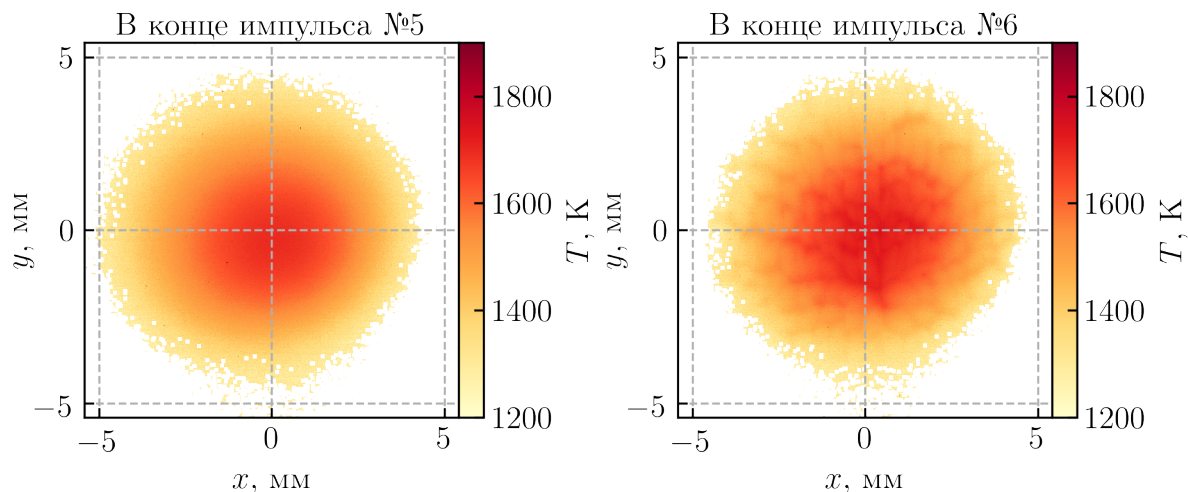


Рис. 22. Фотографии облучаемой поверхности образца в конце импульсов нагрева до (слева) и после (справа) растрескивания, сделанные камерой пирометрической системы диагностики

Кроме того, зависимость, отображенная на рис. 21, показывает, что максимальная кривизна (то есть значение кривизны, что было получено в конце импульса нагрева) практически не меняется и, похоже, зависит в основном от интенсивности нагрева.

Измеренное вне вакуумной камеры с помощью простого интерферометра значение кривизны необлученной поверхности образца оказалось близким к регистрируемому во время эксперимента значению. Как видно на рис. 23, для зеленого лазерного пучка (532 нм) радиусом $r_s = 3.8$ мм, было получено $n = 3$ колец. То есть, в соответствии с формулой 26, получим радиус кривизны поверхности $R \approx 10.86$ м (что соответствует $R^{-1} = 9.2 \cdot 10^{-2}$ м⁻¹ или $h = 7.2$ мкм). Таким образом была произведена проверка правильности получаемых с использованием описываемой системы диагностики данных.

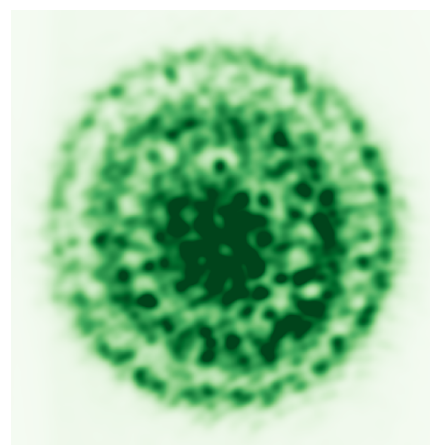


Рис. 23. Кольца Ньютона для проверки правильности регистрируемой величины изгиба пластины

6.4. Поведение пластин после нескольких импульсов воздействия со ступенчатым ростом нагрузки

На рис. 24 представлена зависимость остаточного изгиба вольфрамовой пластины толщиной 4 мм от интенсивности воздействия. Параметр потока тепла F_{hf} варьировался в диапазоне от 6.4 до 22.5 МДж·м⁻²·с^{-0.5} с длительностью облучения 1 мс. После превышения интенсивности воз-

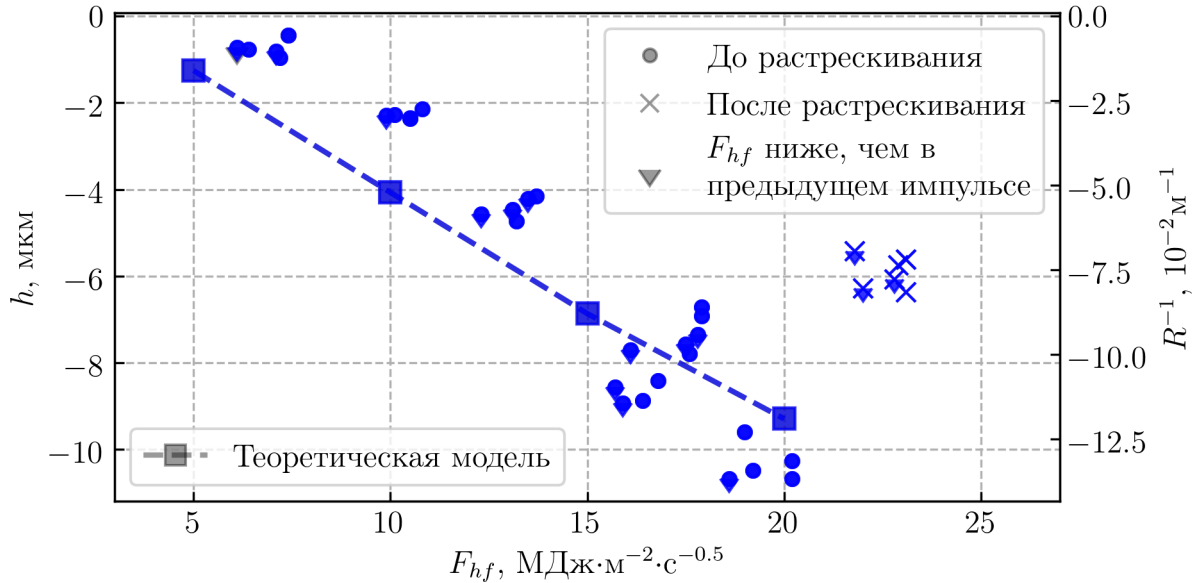


Рис. 24. Зависимость остаточного значения стрелки прогиба от интенсивности теплового воздействия

действия над 21 МДж·м⁻²·с^{-0.5} произошло растрескивание мишени, за чем последовало частичное уменьшение величины кривизны.

График так же содержит результаты теоретического моделирования, сделанного Аракчеевым А.С. Вольфрамовая пластинка в модели представляет собой свободный (незакрепленный) цилиндр с радиусом 15 мм и высотой, равной толщине пластинки. Цилиндр разбивается на блоки в виде колец (рис. 25) и необходимые параметры вычисляются для каждого такого блока. Модель содержит три ключевых этапа:

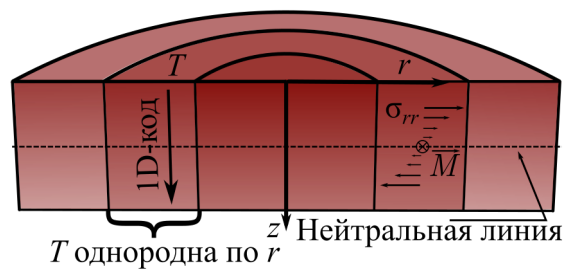


Рис. 25. Описание модели

- Расчет распределения температуры по поверхности и в глубь образца, а так же его изменение во времени. Как уже упоминалось в начале

работы, профиль нагрева на установке БЕТА имеет гауссово распределение, что и используется в модели. Если разбить цилиндр на кольца достаточно малой толщины, то можно считать, что для каждого кольца температура имеет однородное распределение в плоскости пластины. Для определения распределения температуры вглубь образца решается одномерное уравнение теплопроводности:

$$c_v \frac{\partial T(t, z)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T(t, z)}{\partial z} \right). \quad (34)$$

- Исходя из распределения температуры рассчитываются упругие тепловые деформации ϵ и напряжения σ [17, 18]:

$$\sigma_{ij} = E \left(\frac{1}{1 + \mu} \epsilon_{ij} + \frac{\mu}{(1 + \mu)(1 - 2\mu)} \epsilon_{kk} \delta_{ij} \right) - \frac{aE\Delta T}{1 - 2\mu} \delta_{ij}, \quad (35)$$

Пластическая деформация описывается согласно уравнению Холломоны так, как описано в [17, 19]:

$$\sigma = K \epsilon_p^n, \quad (36)$$

Здесь ϵ_p – относительная пластическая деформация, а n – показатель деформационного упрочнения. Это используется для определения величины моментов сил на единицу длины \vec{M} , которые возникают в образце при нагреве и остывании [18, с. 287]:

$$M_i = \int_{-H/2}^{H/2} \sigma_{ii} z dz, \quad (37)$$

- Величина моментов сил используется для вычисления прогиба h нейтральной линии пластины в каждый момент времени. Для этого решается уравнение [18, с. 272]:

$$\nabla^4 h = \frac{p}{D} - \frac{\nabla^2 M_T}{(1 - \mu)D}, \quad (38)$$

где D определена тождеством 28, p – приложенная нагрузка [18, с. 290]:

$$rp + \frac{d}{dr} \left(r \frac{dM_r}{dr} + (M_r - M_\theta) \right) = 0, \quad (39)$$

а M_T определен согласно равенству [18, с. 266]:

$$M_T = \int_{-H/2}^{H/2} Ea\Delta T z dz. \quad (40)$$

Остаточная величина стрелки прогиба для цилиндрической вольфрамовой пластины со свойствами металла, который использовался в экспериментах, и представлена на рис. 24.

Видно, что результат моделирования согласуется с экспериментальной зависимостью не только качественно, но и количественно с неплохой степенью точности. Экспериментально полученные точки группируются в соответствии со значениями интенсивности нагрева, производимого на мишень электронным пучком. Что доказывает зависимость остаточной кривизны поверхности (а так же и величины остаточных напряжений) от значения интенсивности нагрева.

Остановимся на более подробном рассмотрении данных, полученных в результате моделирования, и экспериментальных измерений. На левом

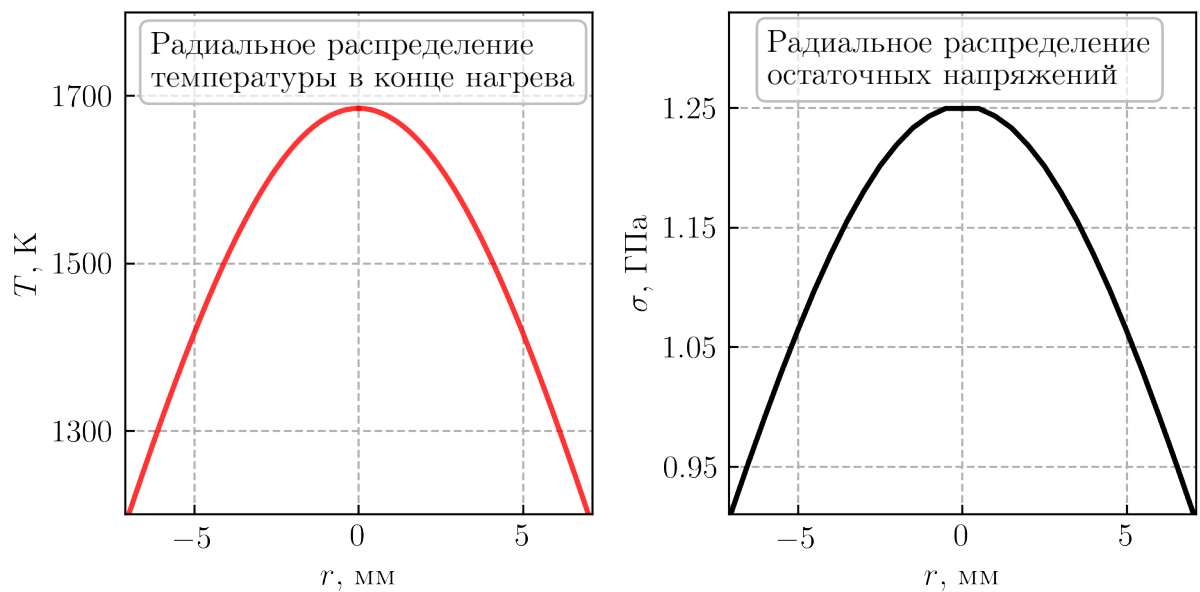


Рис. 26. Используемое в модели распределение температуры в конце нагрева и полученное в результате расчетов радиальное распределение остаточных напряжений

графике рис. 26 представлено радиальное распределение температуры, соответствующее точке с $F_{hf} = 20 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$ на графике, представленном на рис. 24. Распределение имеет гауссов профиль, что соответствует реальной картине. На правом графике рис. 26 отображено полученное в результате расчета радиальное распределение остаточных напряжений. На рис. 27 отображено определенное в ходе эксперимента распределение температуры для ближайшей к расчетной точке по значению стрелки прогиба и интенсивности нагрева. Исходя из схожести распределения температуры, использованного в теоретическом расчете, и экспериментальной зависимости, а так же близких значениях остаточного изгиба, можно судить о том, что, скорее всего, после рассматриваемого импульса облучения распределение и характерная величина остаточных напряжений соответствует значениям, отображенным на рис. 26 (справа). Помимо этого, стоит

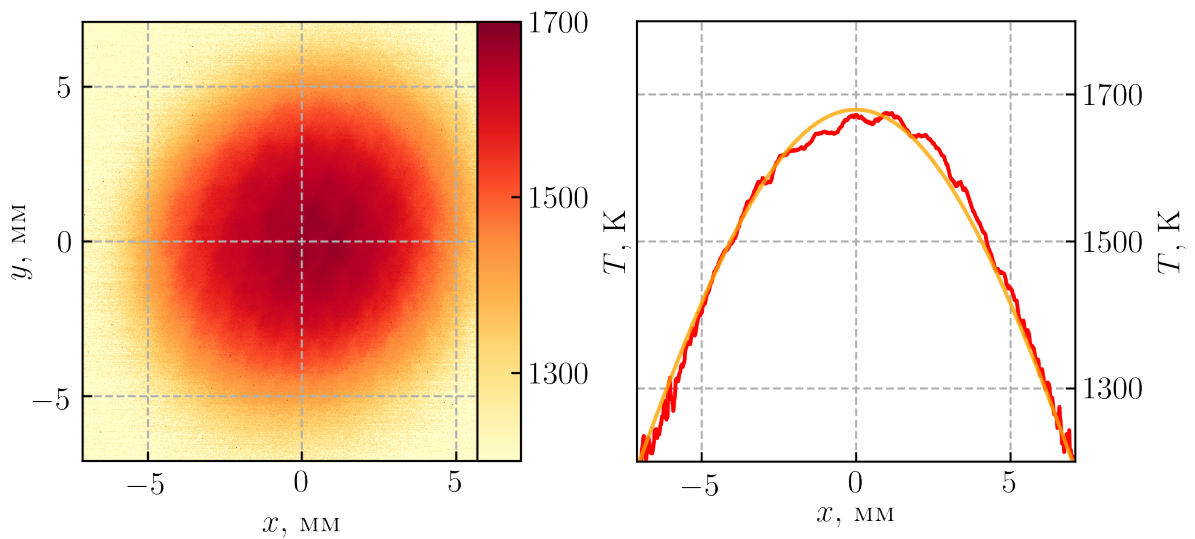


Рис. 27. Экспериментально полученное распределение температуры в конце импульса нагрева для $F_{hf} = 20.2 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$

отметить, что величина остаточных напряжений в центре пластины, получившаяся в результате расчета, близка к порогу прочности вольфрама [20]. Действительно, согласно экспериментальным данным, представленным на рис. 24, растрескивание произошло после небольшого повышения интенсивности нагрева. Этот факт также подтверждает предположение о том, какое распределение остаточных напряжений возникло в образце в реальном эксперименте.

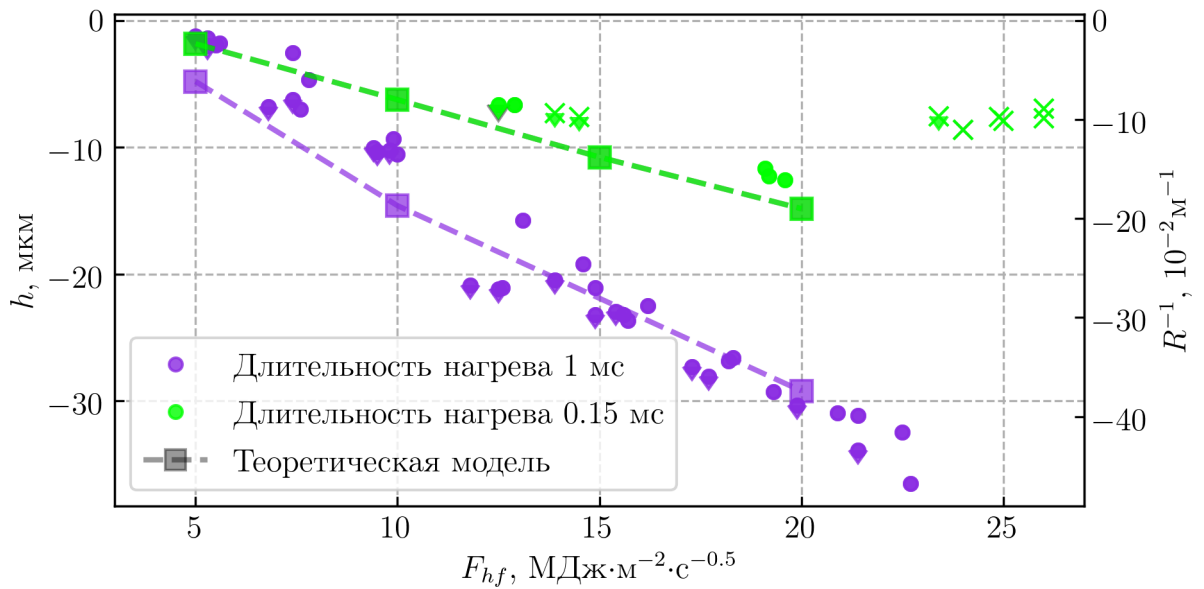


Рис. 28. Зависимость остаточного значения стрелки прогиба от интенсивности теплового воздействия для образцов толщиной 2 мм

Аналогичная вышеописанной работа была проделана с пластинками толщиной 2 мм, отполированными с обеих сторон (рис. 28). В этом случае модельная глубина прогрева пластинки сопоставима с ее толщиной (при длительности облучения 1 мс), что может вносить ошибки при расчете. Однако результаты эксперимента все еще близки к теоретической модели. Обозначения, соответствующие маркерам, аналогичны тем, что использовались на рис. 24. Длительность нагрева составляла 0.15 мс и 1 мс при схожих сценариях воздействия и интенсивности нагрева.

Полученная зависимость показывает существенное различие в поведении вольфрама при нагреве с разной длительностью. Это может быть связано с различным соотношением пластически и упруго деформируемых объемов металла. В случае нагрева с большей длительностью, за время облучения металл прогревается значительно глубже, то есть объем упруго сопротивляющейся тепловой деформации подложки меньше. Это является причиной больших значений остаточной стрелки прогиба.

6.5. Поведение пластин со шлифованной облучаемой поверхностью

Для проверки влияния степени обработки облучаемой поверхности был проведен эксперимент с мишенью толщиной 2 мм и шлифованной облу-

чаемой поверхностью. Длительность импульса нагрева составляла 0.15 мс. Зависимость остаточной стрелки прогиба от интенсивности нагрева представлена на рис. 29. Смоделированная зависимость взята с рис. 28 для дли-

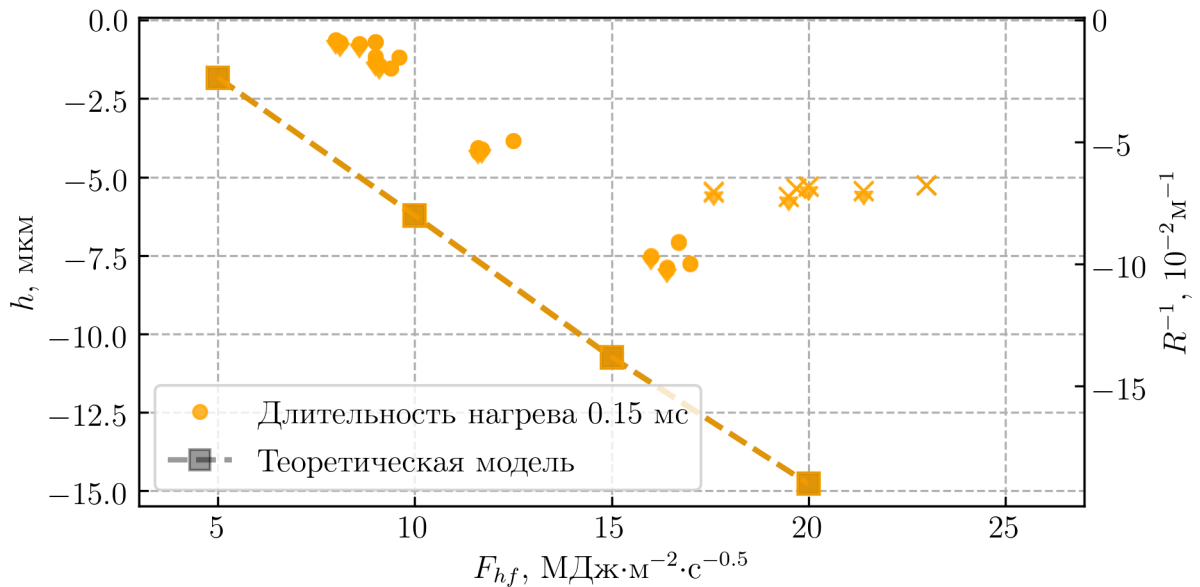


Рис. 29. Зависимость остаточного значения стрелки прогиба от интенсивности теплового воздействия длительностью 0.15 мс для образца толщиной 2 мм и шлифованной облучаемой поверхностью

тельности нагрева 0.15 мс. За исключением того, что кривизна поверхности значительно отличается от экспериментально измеренной для полированной мишени со схожими сценарием нагрузки и интенсивностью нагрева, характер зависимости все же схож с расчетной (как и с экспериментальной для мишени с полированной облучаемой поверхностью, представленной на рис. 28). Кроме того, на поверхности данного образца все же образовались трещины после достижения $F_{hf} \approx 17 \text{ МДж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-0.5}$. Аналогичная картина прослеживается в эксперименте с другой мишенью со шлифованной облучаемой поверхностью тех же размеров, где длительность нагрева составляла 1 мс (рис. 30). Здесь заметно большее количественное расхождение между моделью (а также и аналогичным экспериментом с полированной мишенью) и данным экспериментом, при том, что на качественном уровне это поведение схоже. Растрескивание в данном случае произошло уже при достижении интенсивности нагрева значения $F_{hf} \approx 24 \text{ МДж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-0.5}$. Зависимость изгиба образца и уровня механических напряжений в подвергнутой термическим ударом поверхности от её предварительной обработки и типа вольфрама требует дальнейшего детального исследования.

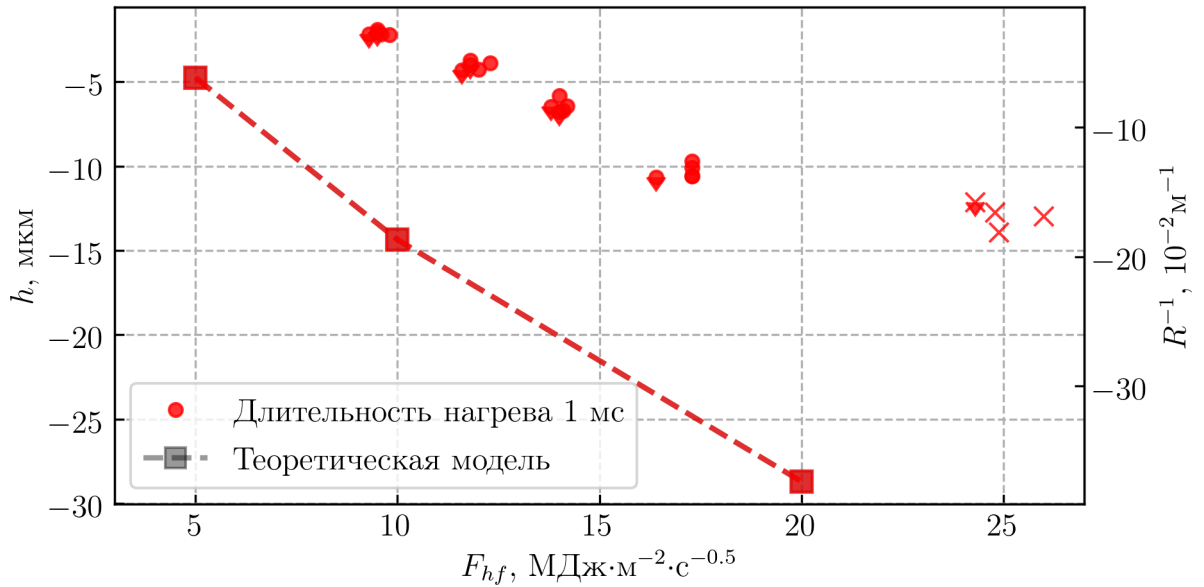


Рис. 30. Зависимость остаточного значения стрелки прогиба от интенсивности теплового воздействия длительностью 1 мс для образца толщиной 2 мм и шлифованной облучаемой поверхностью

6.6. Регистрация момента растрескивания

При появлении трещин на облучаемой поверхности образца будет увеличиваться доля рассеянного излучения освещающего ее лазера. В основном, это увеличение связано с подъемом краев трещин и образованием хребтов вдоль трещин [21]. Поскольку ширина хребтов, близкая к глубине трещин, намного превосходит ширину трещин, хребты дают значительно больший вклад в рассеяние света, чем, собственно, трещины. Таким образом, с использованием системы диагностики по исследованию модификации нагреваемой поверхности образца [11], можно точно зарегистрировать момент появления трещин.

Рассмотрим момент растрескивания полированной с обеих сторон мишени толщиной 4 мм, экспериментальные данные относительно зависимости остаточного изгиба которой от интенсивности нагрузки отображены на рис. 24. Данные с систем диагностики кривизны необлучаемой поверхности и эрозии облучаемой поверхности, сделанные во время импульса нагрева, после которого появились трещины, представлены на рис. 31. Ступенчатое увеличение доли рассеянного излучения свидетельствует о появлении трещин на поверхности образца. Видно, что возникновение трещин сразу сопровождается изменением кривизны поверхности (уменьшением ее абсолютного значения), что хорошо заметно на верхнем графике, представлен-

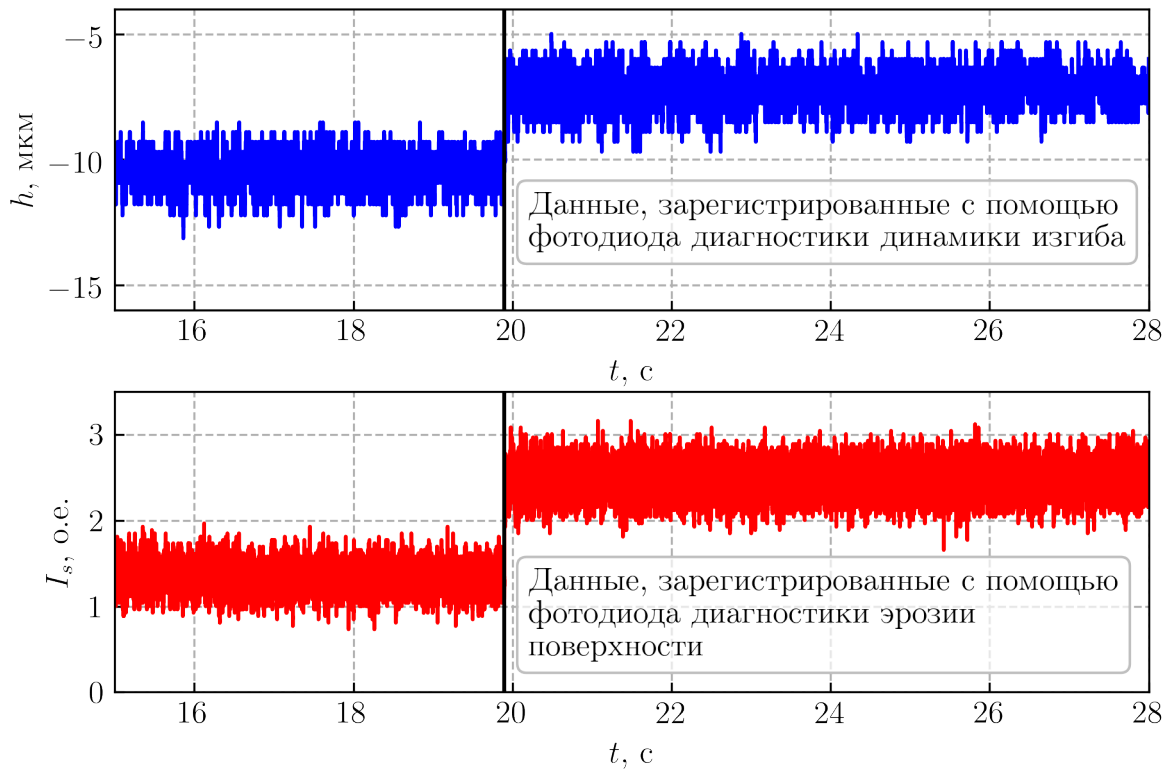


Рис. 31. Момент появления трещин

ном на рис. 31. Стоит отметить, что растрескивание происходит с задержкой относительно момента окончания воздействия электронным пучком. На рис. 31 эта задержка близка к 20 секундам. Однако, часто происходит так, что появление трещин на облучаемой поверхности происходит с еще большей задержкой: вне времени регистрации сигнала АЦП, которые регистрируют напряжение на лавинных фотодиодах систем диагностики по исследованию эрозии облучаемой поверхности и изучению процесса изгиба исследуемых пластин. Величина задержки оказывается на 3-4 порядка больше времени перехода поверхностного слоя вольфрамового образца в хрупкое состояние. Это явление требует специального исследования.

6.7. Связь модификации облучаемой поверхности и изгиба пластины

Применение системы диагностики рассеяния [11] в рамках наблюдения за динамикой изгиба не ограничивается только точной регистрацией момента растрескивания. В ходе экспериментов была обнаружена корреляция между остаточным изгибом вольфрамовой пластины и значением относительной доли рассеянного лазерного излучения облучаемой поверх-

ностью. Такой эффект продемонстрирован на рис. 32 для эксперимента, результаты которого были представлены на рис. 21. Данные с системы ди-

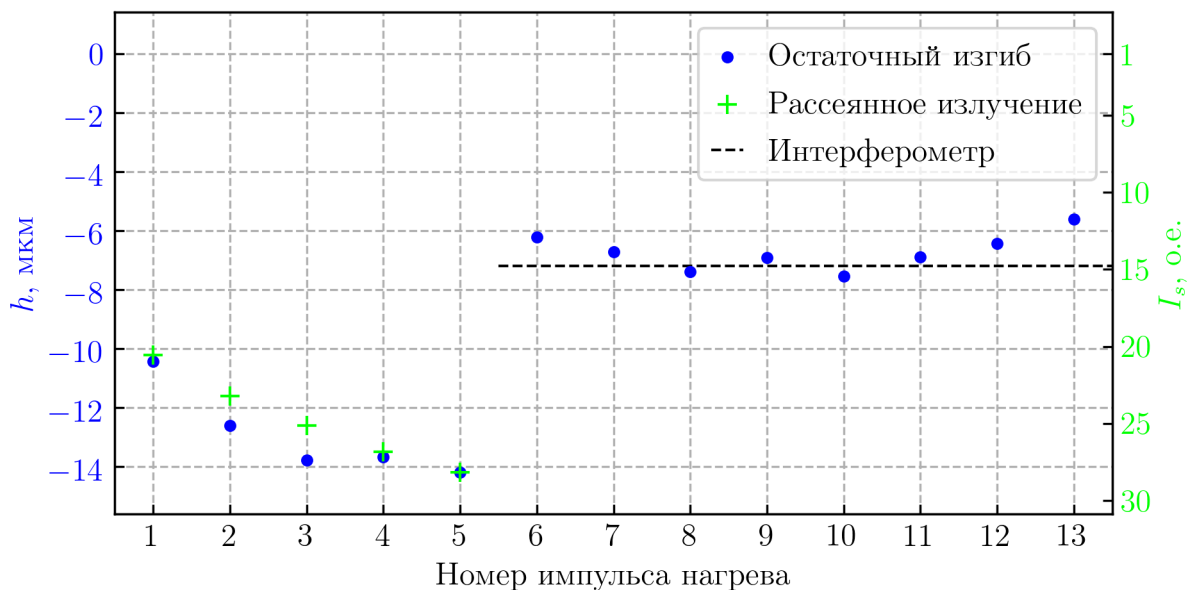


Рис. 32. Сравнение поведения остаточного изгиба и получившейся после облучения долей рассеянного излучения от облучаемой поверхности в зависимости от числа импульсов воздействия

агностики рассеянного излучения были предоставлены Васильевым Александром Александровичем. Обнаруженная корреляция явно прослеживается вплоть до появления трещин на облучаемой поверхности. Хотя продемонстрированный график относится к эксперименту с постоянной интенсивностью облучения. Если же рассмотреть эксперимент со ступенчатым ростом нагрузки (результаты были продемонстрированы на рис. 24), то можно увидеть абсолютно аналогичный эффект (рис. 33). Такая корреляция говорит о том, что изменение шероховатости облучаемой поверхности, которое возникает из-за пластических деформаций, локализованных в тонком нагреваемом слое, связано как с кривизной поверхности пластины, так и с остаточными напряжениями, за счет которых и появляется остаточный изгиб в обратную сторону.

Система диагностики, которая описывается в данной работе, предназначена для экспериментов на специальных испытательных стендах, когда тыльная поверхность образца, не подвергаемая термическому удару, доступна для оптических измерений. Однако в случае пластин большой толщины и применительно к дивертору любого токамака, в том числе и токамака ИТЕР, о котором говорилось во введении, использование такой

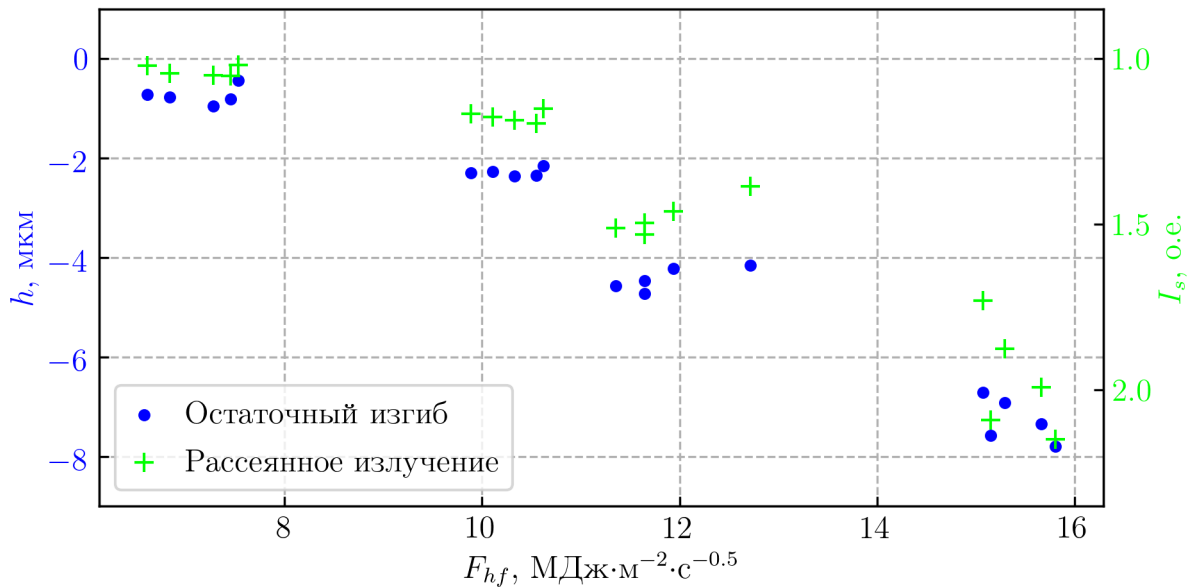


Рис. 33. Сравнение поведения остаточного изгиба и получившейся после облучения долей рассеянного излучения от облучаемой поверхности в зависимости от числа импульсов воздействия

диагностической системы невозможно. Связано это с тем, что диверторные пластины припаяны к медным подложкам с системой охлаждения. Таким образом, для измерений, которые были бы больше приближены к реальности, применение вышеописанной методики просто невозможно. Однако, обнаруженная корреляция изменения шероховатости облучаемой поверхности и кривизны обратной к ней поверхности позволяет распространить методику даже на подобные случаи: где возможно производить наблюдения лишь за облучаемой поверхностью. Увеличение шероховатости как раз и связано с остаточными пластическими деформациями, которые вызывают появление остаточных напряжений и изгиб образца.

Интересно, что увеличение шероховатости облучаемой поверхности связано с неравномерными по облучаемой площади пластическими деформациями даже при однородном облучении, создающим однородный нагрев поверхности. Вероятнее всего, это связано с неоднородной структурой вольфрама, не учитываемой в простой модели, рассмотренной в предыдущем разделе. Соотношение ролей мелкомасштабных остаточных пластических деформаций, ответственных за увеличение шероховатости, и деформаций, имеющих существенно больший размер вдоль поверхности, в образовании остаточных напряжений и изгиба образца требует дополнительных исследований.

7. Заключение

Разработанная методика бесконтактного наблюдения за динамикой деформации импульсного нагреваемого вольфрамового образца была реализована и испытана на установке БЕТА. Достоверность получаемых данных была подтверждена с использованием простого интерферометра. Совокупность экспериментальных данных с диагностических систем установки, работающих вместе с вышеописанным методом, показала качественно ожидаемый результат, что говорит о перспективе его использования для определения динамики механических напряжений в импульсно нагреваемом металлическом образце.

В работе представлены данные относительно зависимости изгиба вольфрамовой пластины от времени в ходе импульсного нагрева и в течении нескольких секунд после его окончания. Кроме того, рассмотрена зависимость остаточного изгиба от интенсивности нагрева поверхности образца. Обнаружено, что остаточная кривизна зависит от интенсивности нагрева и даже при многократном облучении с определенной мощностью и одинаковой длительностью не становится выше определенного значения. На это значение изгиб пластинки выходит после максимум 2-3 импульсов облучения, что может происходить по причине меньшей скорости пластических деформаций по сравнению со скоростью теплоотвода и остывания металла.

Среди качественно ожидаемых особенностей поведения металла в ходе импульсного воздействия можно отметить существенную зависимость как величины кривизны в ходе облучения, так и ее остаточного значения от толщины испытуемого образца при близких интенсивностях и длительностях нагрева. Это объясняется тем, что соотношение объемов «холодной подложки» и деформируемого в результате нагрева материала разное: для толстой пластины (толщина 4 мм) объем «подложки» будет больше и его сопротивление любой деформации существенно, чего нельзя сказать про тонкую пластину (толщина 2 мм). Схожее влияние на изгиб пластины оказывает длительность нагрева, что в ходе экспериментов наблюдалось с тонкими мишенями. При облучении электронным пучком с меньшей длительностью глубина прогрева меньше, чем при более длительном воздействии

со схожей интенсивностью. Этот факт приводит к меньшему изгибу пластинки как во время нагрева, так и под влиянием остаточных напряжений, возникших в результате пластической деформации.

Наличие модели, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными, говорит о перспективе использования вышеописанного метода для регистрации динамики напряжений в импульсно нагреваемых металлических образцах. Среди ключевых преимуществ стоит отметить возможность бесконтактных измерений без необходимости разрушения образца. Методика может быть применена во всех сферах, где есть термический удар. Обнаруженная корреляция данных, получаемых с использованием системы диагностики по регистрации изгиба пластины и системы по наблюдению за модификацией облучаемой поверхностью, открывает новые области применения последней. Она также может служить для изучения остаточных напряжений без необходимости наблюдения за поверхностью образца, не подвергающейся импульсному воздействию, которая может оказаться недоступной в силу различных обстоятельств.

8. Литература

1. K. Tomabechi et al. ITER: design overview //Journal of Nuclear Materials. – 1991. – Vol. 179-181. – P. 1173-1178.
2. R.A Pitts et al. A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status //Journal of Nuclear Materials. – 2013. – Vol. 438. – P. S48-S56.
3. A.W. Leonard. Edge-localized-modes in tokamaks //Physics of Plasmas. – AIP Publishing, 2014. – Vol. 21. – №. 9. – P. 090501.
4. R.A Pitts et al. Physics basis for the first ITER tungsten divertor //Nuclear Materials and Energy. – 2019. – Vol. 20. – P. 100696.
5. Gary S. Shajer (eds.) Practical Residual Stress Measurement Methods. – Chichester: «Wiley», 2013. – 328 p. – ISBN: 978-1-118-34237-4.
6. Martins, René, Francis, John. Residual Stress, Texture, and Phase Investigation of Autogenous Edge Welds Using High Energy Synchrotron Radiation //Materials Science Forum. – Trans Tech Publications, Ltd. 2011. – Vol. 681. – P. 43-48.
7. L. Vyacheslavov et. al. Novel electron beam based test facility for observation of dynamics of tungsten erosion under intense ELM-like heat loads //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing, 2016. – Vol. 1771. – P. 060004.
8. L.N. Vyacheslavov et al. Diagnostics of the dynamics of material damage by thermal shocks with the intensity possible in the ITER divertor //Physica Scripta. – 2018. – Vol. 93. – P. 035602.
9. Klimov N. et al. Plasma-facing materials erosion under ITER-like transient loads at QSPA plasma gun facility //Fusion Science and Technology. – 2014. –Vol. 66. – P. 118-124.
10. Гаррисон Т. Р. (Перевод с англ. Антропова Е. Т. и др.) Радиационная пирометрия. – М.: Издательство «МИР», 1964. – С. 18-19.
11. A.A. Vasylyev et al. Continuous laser illumination for in situ investigation of tungsten erosion under transient thermal loads //Fusion Engineering and Design. – 2019. – Vol. 146. – С. 2366-2370.
12. Howell J. R., Siegel R., Menguc M. P. Thermal Radiation Heat Transfer. 5 ed. – Boca Raton: «Taylor & Francis Group», 2010. – 949 p.

13. Pon R. M., Hessler J. P. Spectral emissivity of tungsten: analytic expressions for the 340-nm to 2.6- μm spectral region //Applied Optics. – 1984. – Vol. 23. – №. 7. – P. 975-976.
14. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, Теоретическая физика Т. 7. Теория упругости. – 4-е изд., испр. – М.: Наука. Гл. ред физ.-мат. лит., 1987. – Т. 7. – 248 с.
15. А. Джеррард [A. Gerrard], Дж.М. Бёрч [J.M. Burch], Введение в матричную оптику: пер. с англ. А.И Божкова и Д.В.Власова. – М.: Издательство «МИР», 1978.
16. G. Pintsuk et. al. Investigation of tungsten and beryllium behaviour under short transient events //Fusion Engineering and Design. – 2007. – Vol. 82. – P. 1720-1729.
17. A.S. Arakcheev et al. Calculation of cracking under pulsed heat loads in tungsten manufactured according to ITER specifications //Journal of Nuclear Materials. – 2015. – Vol. 467. – P. 165-171.
18. Randall F. Barron, Brian R. Barron, Bending Thermal Stresses in Plates. – «Wiley», 2011.
19. J.H. Hollomon, Tensile deformation // Transaction of AIME. – 1945. – Vol. 162. – P. 268-290.
20. CiDRA Precision Services – Machining of Materials. Tungsten. AZoM. – 2019. URL: <https://www.azom.com/article.aspx?ArticleID=614> (Retrieved on April 29, 2020).
21. A.S. Arakcheev et al. On the mechanism of surface-parallel cracks formation under pulsed heat loads //Nuclear Materials and Energy. – 2019. – Vol. 20. – P. 100677.