

Исследование температуры поверхности, контактирующей с плазмой, методом двухцветной пирометрии

© А.В. Воронин,¹ В.Ю. Горяинов,^{1,2} А.А. Капралов,¹ В.А. Токарев,¹ Г.Ю. Сотникова¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: vgorainov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 1 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 14 февраля 2023 г.

Принято к публикации 21 февраля 2023 г.

Разработан быстродействующий двухцветный пирометр, позволяющий проводить измерение интенсивности теплового излучения поверхности объекта в диапазоне температур 100–3500°С с временным разрешением 2 μs. Проведен анализ основных факторов, влияющих на измерения температуры поверхности в условиях ее взаимодействия с плазмой. Показано, что при температуре плазмы более 10 eV и умеренной концентрации частиц пристеночную плазму можно считать прозрачной для теплового излучения. Проведены экспериментальные исследования по бесконтактному измерению температуры поверхности, взаимодействующей с плазмой, на токамаке Глобус-М2 и стенде плазменной пушки. На стенде плазменной пушки проведены измерения температуры лицевой поверхности образца W-Li в условиях циклического воздействия дейтериевой плазменной струи при нагрузках, моделирующих режимы срыва тока плазмы в токамаке.

Ключевые слова: пирометр двухцветный, тепловое излучение, температура поверхности, облучение материала.

DOI: 10.21883/JTF.2023.05.55456.262-22

Введение

В настоящее время активно проводятся прикладные и фундаментальные исследования, направленные на изучение импульсного взаимодействия плазмы с поверхностью. Материал подвергают высоким тепловым нагрузкам (до сотен GW/m²), оценку которых можно осуществлять посредством контроля температуры [1,2]. В таких условиях наиболее эффективной и востребованной диагностикой является быстродействующая бесконтактная пирометрия [3].

Известно [4], что спектральная интенсивность (спектральная плотность мощности) теплового излучения объекта с коэффициентом излучения $\varepsilon(\lambda)$ описывается формулой Планка:

$$I(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda) \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1} \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{m}} \right], \quad (1)$$

где T — абсолютная температура, c, h, k — скорость света, постоянные Планка и Больцмана соответственно.

При использовании методов оптической пирометрии в различных областях науки и техники абсолютные измерения интенсивности излучения в зависимости от решаемой задачи проводят в различных областях спектра теплового излучения на одной или нескольких спектральных линиях различной ширины [5]. Наибольшую точность измерений обеспечивают цветные пирометры, реализующие метод спектрального отношения ([5] и

ссылки в нем). Метод спектрального отношения заключается в нахождении температуры поверхности объекта из отношения интенсивностей его теплового излучения на двух расположенных близко друг от друга узких спектральных длинах волн. Такой подход позволяет существенно снизить основную методическую ошибку оптической пирометрии, связанную с отсутствием точных знаний о величине коэффициента излучения исследуемого объекта и его возможных изменениях в процессе измерения. При корректном выборе длин волн (λ_1, λ_2), на которых проводятся измерения абсолютных значений интенсивности теплового излучения объекта, незначительное отличие величин $\varepsilon(\lambda_1)$ и $\varepsilon(\lambda_2)$ не будет влиять на показания пирометра. Отношение сигналов интенсивности излучения будет зависеть только от относительного параметра $\varepsilon(\lambda_1)/\varepsilon(\lambda_2)$, который при правильном выборе длин волн измерения можно считать постоянным (слабоменяющимся), и корректный результат измерения температуры может быть получен без точных знаний абсолютной величины коэффициента излучения объекта. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования материала W-Li. Известные из справочной литературы данные для различных металлов [6] позволяют ожидать, что для области спектральных измерений 3–4 μm значения коэффициента излучения материала, $\varepsilon(\lambda_1)$ и $\varepsilon(\lambda_2)$, не только будут близки, но и, что более важно, их от-

ношение, $\varepsilon(\lambda_1)/\varepsilon(\lambda_2)$, будет слабо меняться в широком температурном интервале до 30 000°C.

Зависимость величины регистрируемой пирометром интенсивности теплового излучения от расстояния одинакова для обоих приемников пирометра, поэтому на отношение сигналов она также не влияет. Форма измеряемого объекта и изменения прозрачности (запыленность оптических элементов, смотрового окна вакуумной камеры, загазованность) промежуточной среды, если они не имеют аномальных линий поглощения в области узких спектральных линий пирометра, одинаково влияют на сигналы обоих приемников, оставляя неизменным их отношение. Двухцветные пирометры также нечувствительны к боковым засветкам от крупноразмерных объектов, наличию небольших непрозрачных объектов в поле зрения пирометра и т.п. [4]. Такой принцип измерения температуры позволяет избавиться от недостатков, свойственных приборам (например, тепловизорам), работающим в одном спектральном диапазоне. В настоящей работе измерение температуры производилось из отношения регистрируемых мощностей теплового излучения объекта на близкорасположенных спектральных линиях в инфракрасной области спектра.

В двухцветной пирометрии отношение двух сигналов $I_1(\lambda_1)/I_2(\lambda_2)$ при условии достаточно узкой полосы чувствительности используемых фотоприемников (в оптике условием квазимонохроматичности считается выполнение условия $\Delta\lambda/\lambda_{\max} \leq 0.1$, где $\Delta\lambda$ — ширина спектральной характеристики фотоприемника с максимумом чувствительности на длине волны λ_{\max}) может быть записано с использованием закона излучения Планка с учетом относительного параметра $\varepsilon(\lambda_1)/\varepsilon(\lambda_2)$, пропускания промежуточной среды и параметров оптической и электрической схем пирометра, объединенных в единый коэффициент преобразования А, по формуле (2):

$$\frac{I_1(\lambda_1)}{I_2(\lambda_2)} = A \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 \frac{e^{\frac{hc}{\lambda_2 T}} - 1}{e^{\frac{hc}{\lambda_1 T}} - 1}, \quad (2)$$

где коэффициент А определяется с помощью калибровки пирометра по источнику с известной температурой, находящемуся в условиях, идентичных предполагаемому эксперименту.

Обоснование использования квазимонохроматической модели передаточной функции пирометра на основе используемых нами спектрально узкополосных фотодиодов среднего ИК диапазона представлено в работе [7].

1. Устройство пирометра

Для регистрации интенсивности теплового излучения элементов, обращенных к плазме, использовали двухцветный ИК пирометр, разработанный в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [8]. Блок-схема и внешний вид пирометра представлены на рис. 1. Основным элементом пирометра являлся двухволновой фотодиод (ФД), который

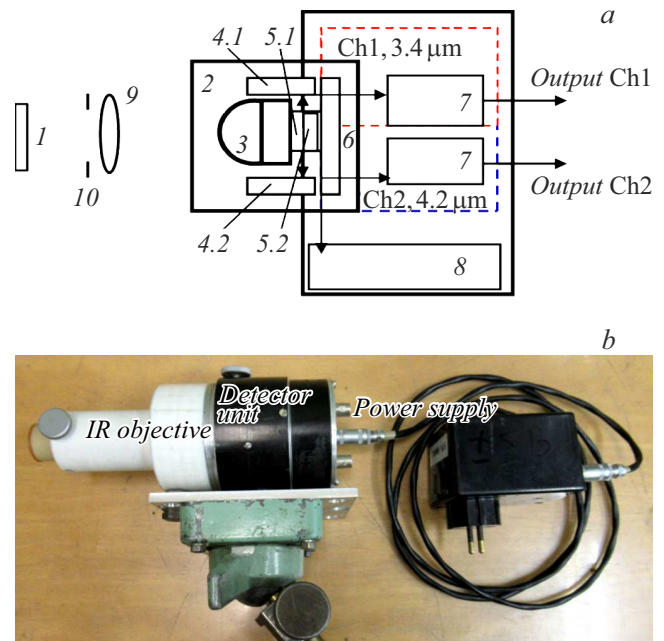


Рис. 1. *a* — блок-схема пирометра: 1 — нагреваемый объект, 2 — герметичный корпус, 3 — иммерсионная Si-линза, 4.1/4.2 — усилитель/преобразователь тока ФД, 5.1/5.2 — ИК-фотодиоды, 6 — ТЭП, 7 — схема усиления сигнала ФД, 8 — микропроцессор управления ТЭП, 9 — дополнительная ИК (SeZn) линза, 10 — диафрагма; *b* — внешний вид пирометра.

представлял собой сэндвич-структуру 5.1/5.2 с активной областью, имеющей поперечный размер 0.3 mm. Область спектральной чувствительности к излучению первого слоя составляла $\Delta\lambda_1 = 3.25 \pm 0.15 \mu\text{m}$ и практически была прозрачна для излучения на других длинах волн. Второй слой был чувствителен к излучению в спектральной области $\Delta\lambda_2 = 4.05 \pm 0.2 \mu\text{m}$. Как видим, для обоих фотодиодов выполняется условие квазимонохроматичности фотоприемника, что позволяет использовать выражение (2) при дальнейших расчетах. Каждый слой сэндвич-структуры имел свой выход. Таким образом, происходило спектральное разделение излучения от объекта на два канала: канал Ch1 регистрировал излучение в спектральном диапазоне $\Delta\lambda_1$, а канал Ch2 — в спектральном диапазоне $\Delta\lambda_2$. Измерение токов ФД и их преобразование в сигналы напряжения Output Ch1, Ch2 в каждом из каналов осуществлялось независимыми схемами ФД (4.1/4.2 на рис. 1, *a*), установленными в герметичном корпусе 2 в непосредственной близости от ФД-чипов и последующими схемами усиления, что обеспечивало быстрое действие пирометра не хуже $2 \mu\text{s}$ по каждому из каналов. Чипы сэндвич-структуры 5.1/5.2 были установлены на термoelemente Пельтье (ТЭП, 6), являющимся элементом конструкции корпуса ФД, что было необходимо для стабилизации их характеристик. Температура ФД и схемы предварительных усилителей/преобразователей токов стабилизировали на уровне $(20 \pm 2)^\circ\text{C}$ и поддерживали с точностью $\pm 0.1^\circ\text{C}$, что

позволяло обеспечить стабильность характеристик ФД при минимальном энергопотреблении ТЭП. Управление температурой стабилизации ФД осуществлялось микропроцессором 8. Спектральная чувствительность фотодиода с двойной длиной волны представлена на рис. 2. Оптическая схема пирометра, удаленного от объекта на расстояние до 1.5 м, обеспечивала измерение интенсивности теплового излучения от поверхности диаметром ~ 20 мм в диапазоне температур 100–3500 °С. Временное разрешение пирометра составляло $2 \mu\text{s}$.

Первичная градуировка пирометра производилась на стенде, представленном на рис. 3. Источником излучения являлся экран из нержавеющей стали, размещенный внутри муфельной печи. Показания температуры поверхности экрана измерялись с помощью калиброванной термопары, которые принимались за истинные значения его температуры. В процессе нагрева одновременно с показаниями термопары фиксировали показания пирометра с шагом 10 °С. С помощью диафрагмы интенсивность падающего на датчик излучения задавали в пределах динамического диапазона ФД. Далее с использованием программы Origin осуществлялась интерполяция экспериментальных точек функциональ-

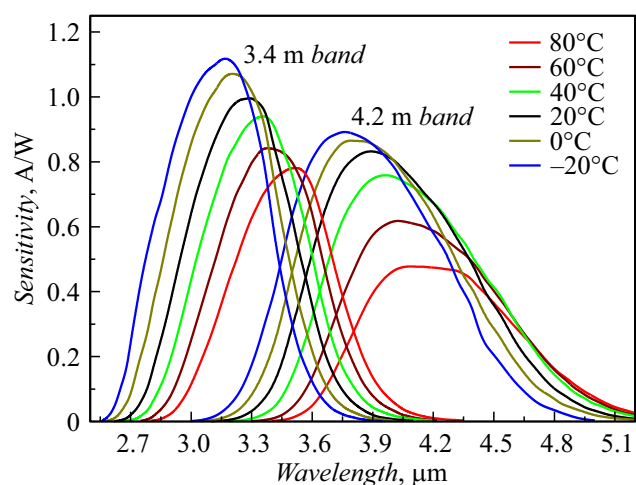


Рис. 2. Спектральная чувствительность ФД с двойной длиной волны $3/4 \mu\text{m}$.

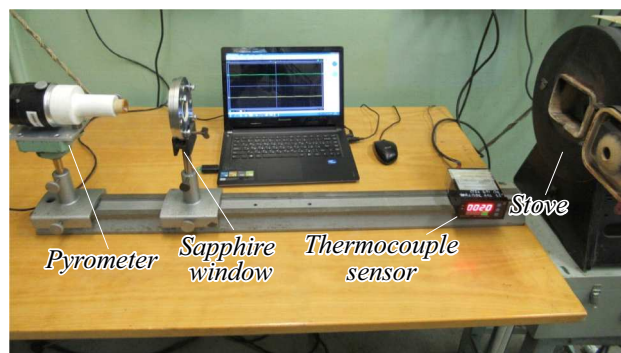


Рис. 3. Стенд калибровки пирометра по методу нагрева образца в муфельной печи.

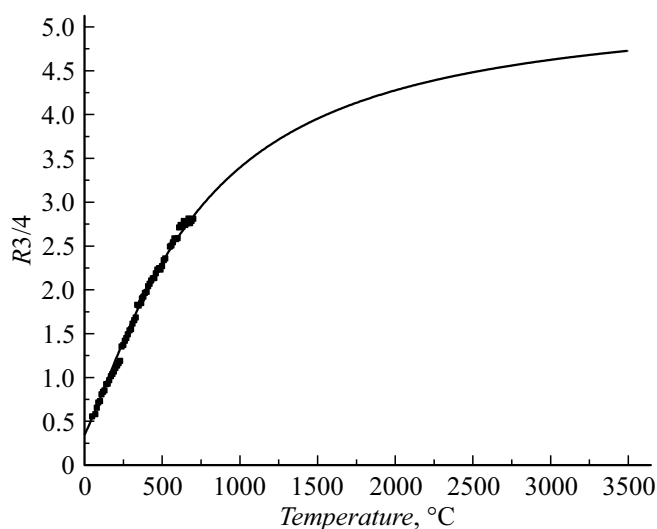


Рис. 4. Зависимость отношения двух сигналов пирометра от температуры, рассчитанная по формуле Планка с учетом калибровки прибора.

ной зависимостью (2) для определения коэффициента преобразования A , учитывающая все особенности технической реализации данного конкретного пирометра. На рис. 4 представлены экспериментальные точки совместно с полученной интерполяционной функцией вида (2) при коэффициенте $A = 2.4$. Полученные в результате градуировки данные позволили оценить погрешность используемой квазимонохроматической модели для описания передаточной функции пирометра. Погрешность составила 2.9% в диапазоне температур от 50 до 800 °С (максимальная температура нагрева объекта, которую можно было реализовать в муфельной печи). Использование функциональной зависимости вида (2) позволяет не только интерполировать передаточную функцию пирометра в область более высоких температур, но и проводить периодическую калибровку пирометра по одной произвольной опорной температурной точке для уточнения значения коэффициента A при изменении условий измерений. В частности, периодически проводилась калибровка пирометра при установке в его оптическую схему сапфировых окон, используемых в вакуумной камере до и после проведения плазменных экспериментов. Влияния изменения коэффициента пропускания окна на показания пирометра не обнаружено.

2. Факторы, влияющие на интерпретацию измерений температуры

Интерпретация полученных результатов измерений и расчетов осложнялась не до конца изученными свойствами образующейся плазмы вблизи облучаемой поверхности. Так, излучения линий атомарного водорода и углерода в токамаке Глобус-М2 на плато тока не об-

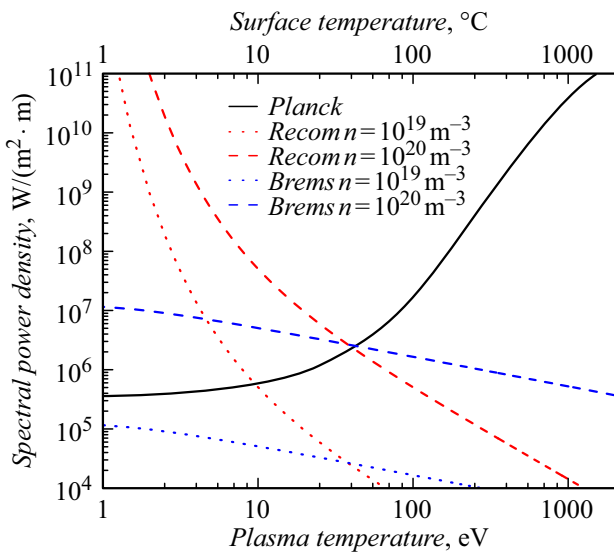


Рис. 5. Зависимость плотности мощности рекомбинационно-го, тормозного и теплового излучений от температуры плазмы и стенки соответственно. Оптическая толщина слоя плазмы в токамаке Глобус-М2 составляла 1 м.

наружено. Эти линии выгорали на подъеме и спаде тока. На плато наблюдали свечение линий CIII-CVI. Поэтому с учетом отсутствия интенсивных линий излучения в области $3-4 \mu m$ можно предположить, что наиболее возможное влияние на ошибку измерения могут оказывать рекомбинационное и тормозное излучения пристеночной плазмы. На рис. 5 приведены результаты расчетов зависимости спектральной плотности мощности рекомбинационного E_{rec} и тормозного E_{bre} -излучения от температуры водородной плазмы для двух различных концентраций. Расчеты выполнены по формулам (1) и (3), (4), которые представлены в работе [9]:

$$E_{rec} = \frac{5.1 \cdot 10^{-27} n^2}{\lambda^2 T^{3/2}} \exp\left(-\frac{12400}{T} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{940}\right)\right), \left[\frac{W}{cm^3 \cdot \text{Å}}\right], \quad (3)$$

$$E_{bre} = \frac{1.9 \cdot 10^{-28} n^2}{\lambda^2 T^{1/2}} \exp\left(-\frac{12400}{\lambda T}\right), \left[\frac{W}{cm^3 \cdot \text{Å}}\right], \quad (4)$$

где n — концентрация плазмы, $[cm^{-3}]$, T — температура плазмы, $[eV]$, λ — длина волны, $[Å]$.

На этом же графике приведена зависимость спектральной плотности мощности теплового излучения от температуры поверхности стенки в области $3 \mu m$ при условии $\epsilon = 1$. Влияние мощности рекомбинационного и тормозного излучений в токамаке Глобус-М2 оценивалось для толщины слоя плазмы на оптическом пути пирометра $\sim 1 m$. Для канала $4 \mu m$ влияние рекомбинационного и тормозного излучений меньше, поэтому достаточно проведение расчетов для канала $3 \mu m$. Расчет приведен без учета примесей в пристеночной плазме. На графике видно, что при температуре плазмы более $10 eV$ и умеренной концентрации частиц пристеночную плазму

можно считать прозрачной для теплового излучения поверхности.

3. Измерение температуры стенки в области дивертора токамака Глобус-М2

Эксперименты по бесконтактному измерению температуры взаимодействующей с плазмой поверхности производились на токамаке Глобус-М2 [10]. В ходе работы регистрировали излучение в области нижнего купола камеры токамака вблизи выхода внешней ветви сепаратрисы. Измерение температуры стенки проводили пирометром совместно с тепловизором. Оба прибора располагали на патрубке, оснащённом шиббером диаметром $40 mm$. Совместное использование пирометра и тепловизора позволило регистрировать как пространственное распределение, так и абсолютное значение температуры поверхности. Излучение дивертора из области диаметром $20 mm$ направляли в пирометр через сапфировое окно и поворотное алюминиевое зеркало.

Область, из которой производилась регистрация излучения, представлена на рис. 6. Юстировку пирометра осуществляли с помощью лазера. Лазер располагали на оси объектива вместо блока детекторов пирометра. Эта область находилась на радиусе $300 mm$ от оси тора. Измерения температуры проводили на плато тока. Параметры разряда #41152 представлены на рис. 7. В данном

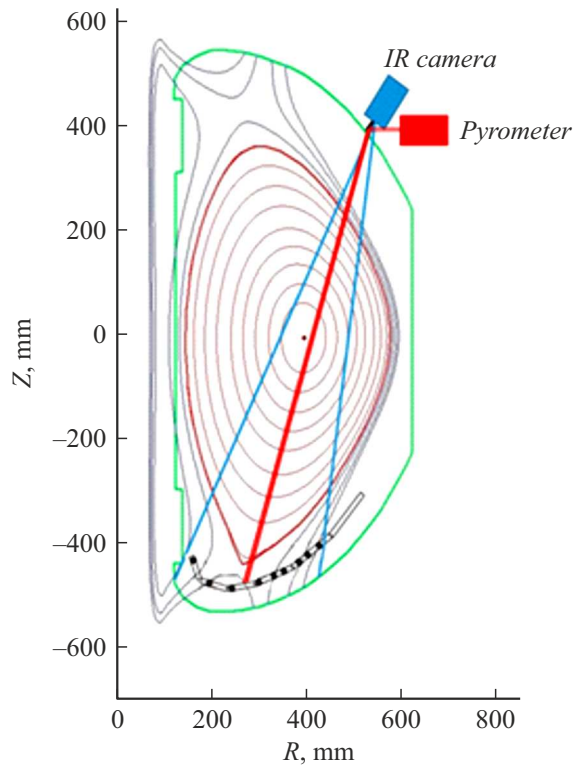


Рис. 6. Область токамака, из которой производилась регистрация излучения.

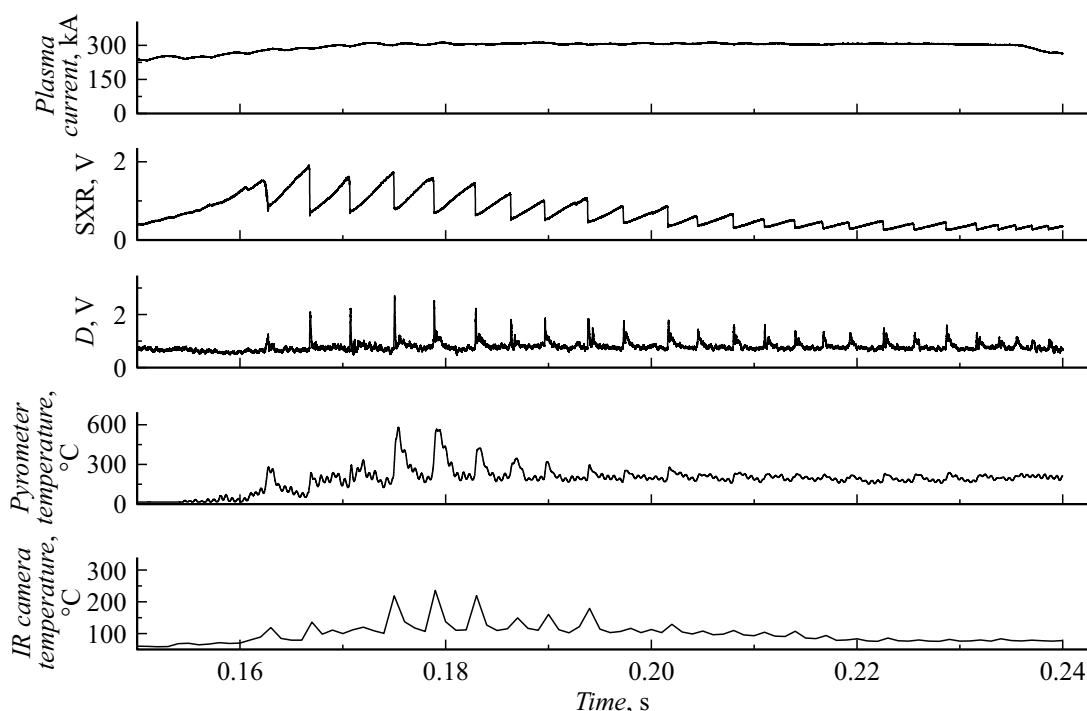


Рис. 7. Зависимости параметров разряда #41152 от времени.

эксперименте временные разрешения пирометра и тепловизора составляли 30 и $1000 \mu\text{s}$ соответственно. Временное разрешение пирометра определялось параметрами гальванической развязки, установленной в системе сбора информации токамака. Видно, что с появлением в плазме пилообразных колебаний пирометр и тепловизор регистрировали всплески излучения на стенке камеры токамака с различающимся временным разрешением. Период этих всплесков составлял 3–4 ms, а длительность ~ 2 ms. Максимальная температура стенки, измеренная пирометром и тепловизором, достигала 550 и 250°C соответственно. Можно предположить, что такое расхождение в измерении было обусловлено, например, влиянием неопределенного значения коэффициента излучения, свойственного тепловизору, работающего в одном спектральном диапазоне ($3.7\text{--}4.8 \mu\text{m}$).

4. Исследование поверхности композиционного образца W-Li, подвергнутого многократному облучению дейтериевой импульсной плазмой

В работе [11] исследовали структурные изменения на поверхности образцов в условиях циклического воздействия дейтериевой плазмы при энергетических нагрузках, моделирующих режимы срыва тока плазмы в токамаке. Для исследования использовали композиционные образцы W-Li, приготовленные на основе конструкции из прессованной вольфрамовой проволо-

ки диаметром 0.2 mm и напитанной литием. Образец размером $20 \times 12 \times 1$ mm располагали на расстоянии 220 mm от источника плазменной струи в вакуумной камере с остаточным давлением 10^{-5} Torr. Подогрев образцов осуществлялся с помощью галогенной лампы мощностью 35 W до температуры 200°C , которую контролировали термопарой. Образец закрепляли на нагревателе с помощью вольфрамовой маски (рис. 8). Образец многократно облучали дейтериевой плазмой на стенде плазменной пушки [12]. Коаксиальная плазменная пушка с импульсной подачей рабочего газа имела емкость конденсаторного накопителя $160 \mu\text{F}$ и генерировала струю дейтериевой плазмы длительностью $15 \mu\text{s}$. Время между импульсами составляло 60 s. Образец облучался при напряжении накопителя 4 kV, плотностью энергии 0.25 MJ/m^2 (плотностью мощности 22 GW/m^2). В промежутке между импульсами проводилось измерение температуры лицевой поверхности образца с помощью двухцветного пирометра отношения на длинах волн 3 и $4 \mu\text{m}$. Показания пирометра не анализировались в течение первых $100 \mu\text{s}$ после начала импульса пушки, так как плотная плазма могла искажать тепловое излучение, исходящее от поверхности. Измерения температуры проводили после прекращения видимого излучения вблизи образца и на протяжении монотонного убывания сигналов пирометра после облучения, т. е. в отсутствии воздействия плазмы. При замене образца результаты измерений воспроизводились.

Результаты измерений температуры лицевой поверхности образца представлены на рис. 9. Видно, что температура достигала значений, превышающих 3000°C , за

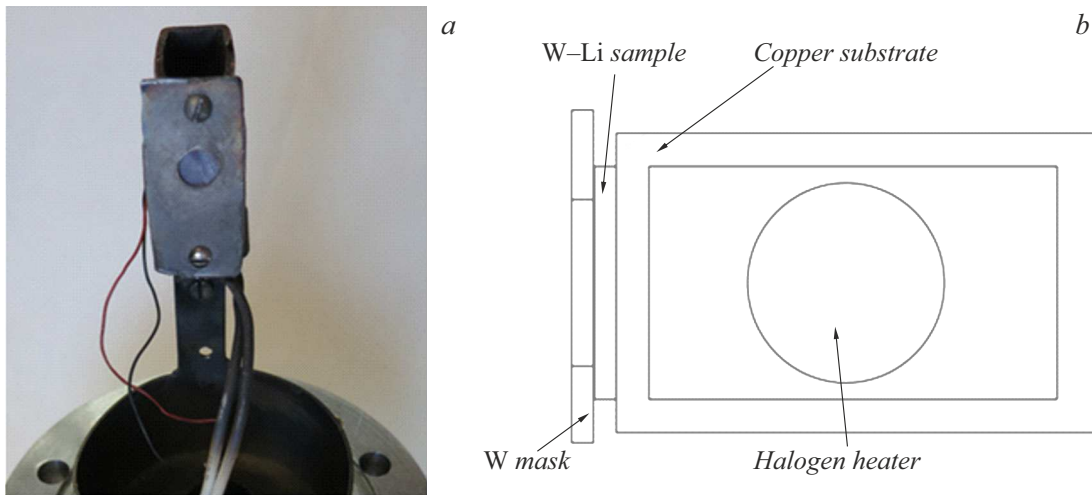


Рис. 8. Общий вид (a) и схема крепления (b) облучаемого образца.

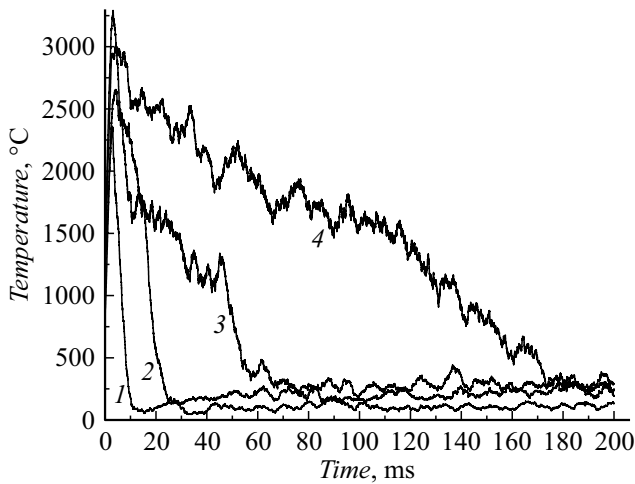


Рис. 9. Эволюция температуры лицевой поверхности образца W-Li после воздействия плазмы для различного количества импульсов облучения: 1 — 7, 2 — 29, 3 — 52, 4 — 70. Плотность мощности плазменной струи составляла 22 GW/m^2 .

время, меньшее 1 ms, а длительность спада до значения 200°C увеличивалась с ростом количества облучений и составила 200 ms после 70 импульсов. Можно предположить, что в процессе облучения поверхности W-Li образовывался слой с малой теплопроводностью. Применение пирометра в этих условиях может рассматриваться как способ контроля образования теплоизолирующих пленок на поверхности, взаимодействующей с плазмой.

Заключение

Разработан и откалиброван быстродействующий двухцветный пирометр с временным разрешением $2 \mu\text{s}$. Проведен анализ основных факторов, влияющих на измерения температуры поверхности в условиях ее взаи-

модействия с плазмой. Показано, что при температуре плазмы более 10 eV и умеренной концентрации частиц пристеночную плазму можно считать прозрачной для теплового излучения. Проведены первые экспериментальные исследования по бесконтактному измерению температуры поверхности, взаимодействующей с плазмой, на токамаке Глобус-М2 и стенде плазменной пушки. На стенке камеры токамака вблизи выхода внешней ветви сепаратрисы обнаружены пилообразные колебания температуры. Период этих всплесков составлял 3–4 ms, а длительность $\sim 2 \text{ ms}$. Временное разрешение и величина температуры стенки, измеренная быстродействующим пирометром, превышали эти значения, измеренные тепловизором. На стенде плазменной пушки проведены измерения температуры лицевой поверхности образца W-Li в условиях циклического воздействия дейтериевой плазменной струи при нагрузках, моделирующих режимы срыва тока плазмы в токамаке. Температура образца достигала значений, превышающих 3000°C , за время, меньшее 1 ms. Происходила деградация теплопроводности образца с ростом количества облучений. Это выражалось в прогрессирующем снижении скорости охлаждения мишени после импульса. Анализ динамики изменения температуры поверхности, взаимодействующей с плазмой, реализуемый с помощью быстродействующего двухспектрального пирометра, может рассматриваться как способ контроля за процессом образования теплоизолирующих пленок на ее поверхности.

Финансирование работы

Работа выполнена с использованием ФЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ (проект RFMEFI62119X0021), включающего Уникальную научную установку „Сферический токамак Глобус-М“. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках

государственного задания в сфере науки по проекту № 0784-2020-0020, поддержание функционирования экспериментального стенда плазменной пушки для облучения материалов осуществлялось в рамках государственного задания № 0040-2019-0023, использование диагностики на токамаке Глобус-М2 происходило в соответствии с государственным заданием № 0034-2021-0001.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R.A. Pitts, S. Carpentier, F. Escourbiac, T. Hirai, V. Komarov, S. Lisgo, A.S. Kukushkin, A. Loarte, M. Merola, A. Sashala Naik, R. Mitteau, M. Sugihara, B. Bazylev, P.C. Stangeby. *J. Nuclear Mater.*, **438**, S48 (2013).
- [2] Y. Ueda, J.W. Coenen, G. De Temmerman, R.P. Doerner, J. Linke, V. Philipps, E. Tsitron. *Fusion Engineer. Design*, **89**, 901 (2014).
- [3] Н.А. Уржумцев, А.В. Воронин, А.А. Капралов, Р.С. Пассет, Г.Ю. Сотникова. *Быстродействующий двухцветный пирометр для контроля температуры поверхности во время воздействия плазменной струи* (XXVI Междунар. научно-тех. конф. по фотоэлектронике и приборам ночного видения, 2022), с. 370–372.
- [4] А. Фрунзе. *Фотоника*, **4**, 32 (2009).
- [5] Г.Ю. Сотникова, С.А. Александров, Г.А. Гаврилов. *Успехи прикладной физики*, **10** (4), 389 (2022).
- [6] Л.З. Криксунов. *Справочник по инфракрасной технике* (Сов. радио, М., 1978), с. 30.
- [7] G.Yu. Sotnikova, G.A. Gavrilov, A.A. Kapralov, K.L. Muratkov, E.P. Smirnova. *Rev. Scientific Instrum.*, **91**, 015119 (2020). DOI: 10.1063/1.5108639
- [8] ООО „ИюффеЛЕД“ IoffeLED, Ltd, <http://www.ioffeled.com>
- [9] С.Ю. Лукьянов. *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез* (Наука, М., 1975)
- [10] Yu.V. Petrov, V.K. Gusev, N.V. Sakharov, V.B. Minaev, V.I. Varfolomeev, V.V. Dyachenko, I.M. Balachenkov, N.N. Bakharev, N.N. Bondarchuk, V.V. Bulanin, F.V. Chernyshev, M.V. Piasova, A.A. Kavin, E.M. Khilkevitch, N.A. Khromov, E.O. Kiselev, A.N. Kononov, V.A. Kornev, S.V. Krikunov, G.S. Kurskiev, A.D. Melnik, I.V. Miroshnikov, A.N. Novokhatskii, N.S. Zhiltsov, M.I. Patrov, A.V. Petrov, A.M. Ponomarenko, K.D. Shulyatiev, P.B. Shchegolev, A.E. Shevelev, O.M. Skrekel, A.Yu. Telnova, E.A. Tukhmeneva, V.A. Tokarev, S.Yu. Tolstyakov, A.V. Voronin, A.Yu. Yashin, P.A. Bagryansky, E.G. Zhilin, V.Yu. Goryainov. *Overview of Globus-M2 Spherical Tokamak Results at the Enhanced Values of Magnetic Field and Plasma Current* (Accepted Manuscript online 17 September 2021), DOI: 10.1088/1741-4326/ac27c7
- [11] А.В. Вертков, А.В. Воронин, В.Г. Гусев, Е.В. Демина, И.Е. Люблинский, В.Н. Пименов, М.Д. Прусакова. *Перспективные материалы*, **10**, 15 (2018).
- [12] А.В. Воронин, В.К. Гусев, Я.А. Герасименко, Ю.В. Судьенков. *ЖТФ*, **83** (8), 36 (2013).