

## ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 533.9:533.08

### МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВ ЗА ФРОНТОМ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ОБЛАСТИ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА

© 2022 г. П. В. Козлов<sup>1</sup>, И. Е. Забелинский<sup>1</sup>, Н. Г. Быкова<sup>1</sup>, Ю. В. Акимов<sup>1</sup>,  
В. Ю. Левашов<sup>1\*</sup>, Г. Я. Герасимов<sup>1</sup>, А. М. Тереза<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета  
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова Российской академии наук,  
Москва, Россия

\*E-mail: [vyl69@mail.ru](mailto:vyl69@mail.ru); [levashovvy@imec.msu.ru](mailto:levashovvy@imec.msu.ru)

Поступила в редакцию 03.09.2021;

после доработки 17.03.2022;

принята в печать 21.03.2022

Представлена методика калибровки системы регистрации излучения газов за фронтом ударной волны на экспериментальном комплексе “Ударная труба” НИИ механики МГУ в спектральном диапазоне 120–185 нм. Представленный подход позволяет расширить диапазон получения экспериментальных данных на область вакуумного ультрафиолета. Основное внимание в работе уделяется вопросу получения измеряемых величин в абсолютных единицах. Описана методика предварительной калибровки измерительной системы при помощи эталонных источников излучения. Показано, что мощность излучения из области вакуумного ультрафиолета может существенно превышать величину радиационных потоков из других областей спектра.

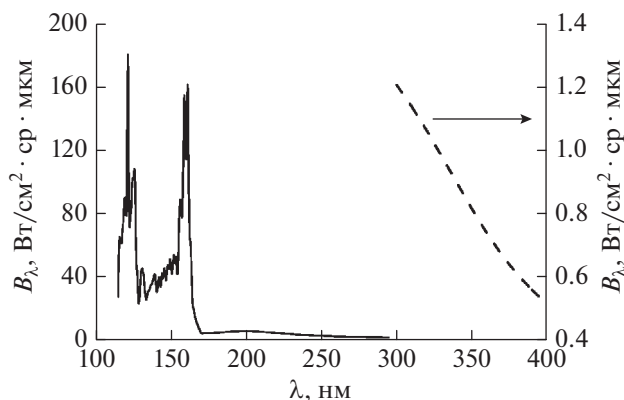
*Ключевые слова:* ударные волны, излучение воздуха, калибровка оптической системы, спектроскопия атомов и молекул, вакуумное ультрафиолетовое излучение.

**DOI:** 10.31857/S0207401X22090047

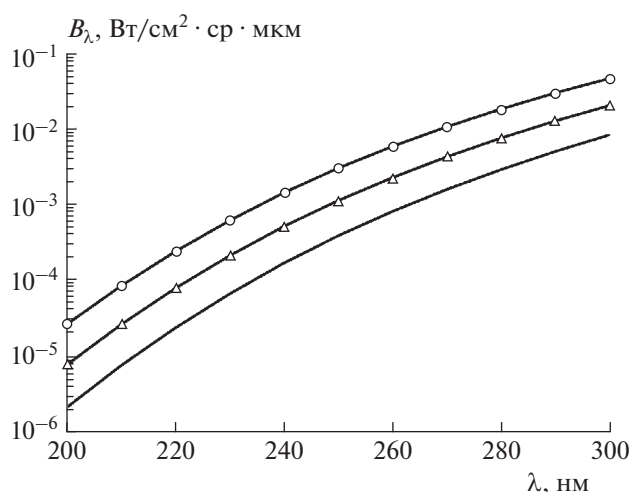
#### ВВЕДЕНИЕ

Одна из важнейших практических задач, на решение которой обращают внимание конструкторы при разработке и проектировании спускаемых аппаратов, входящих в атмосферу Земли после лунных, а в дальнейшей и марсианских экспедиций со второй космической скоростью, связана с вопросами создания надежной тепловой защиты поверхности аппарата. Как отмечается в работе [1], повышенные требования к качеству теплозащитных материалов и к ограничению весовых характеристик теплозащитных покрытий приводят к необходимости тщательного рассмотрения задачи тепломассообмена для новых аппаратов. В то же время достоверность предсказания степени нагрева поверхности космических аппаратов в условиях неравновесного тепломассообмена остается до настоящего времени весьма низкой [2–6]. В работах [7–9] отмечается, что с увеличением скорости набегающего потока, а также размера спускаемого аппарата радиационная составляющая теплового потока увеличивается значительно быстрее конвективной и, начиная со второй космической скорости, становится доминирующей.

В работе [10] представлена методика регистрации интегрального распределения интенсивности излучения ударной волны в широком спектральном диапазоне (190–1100 нм). Однако мощность излучения из области вакуумного ультрафиолета (ВУФ): 120–200 нм, при высоких скоростях ударных волн оказывается существенно выше, чем в видимой области спектра [11, 12]. При этом, как отмечается в работе [13], составляющая лучистого теплового потока из области вакуумного ультрафиолета является наименее изученной. Это связано с тем, что ВУФ-излучение интенсивно поглощается в оптическом тракте спектрометрической аппаратуры, а следовательно, для получения соответствующих экспериментальных данных необходимо использовать аппаратуру с предварительной вакуумной откачкой всего внутреннего объема спектрометра и всего тракта вывода излучения до устройства регистрации. Таким образом, в настоящее время существует необходимость дальнейших усилий в области фундаментальных исследований величин радиационных тепловых потоков различных газов в широком диапазоне спектра, в том числе и в области ВУФ.



**Рис. 1.** Спектры излучения дейтериевой лампы в диапазоне длин волн 120–400 нм – сплошная линия (данные [15]) и вольфрамовой лампы СИРШ – штриховая линия (данные ВНИИОФИ [16]).



**Рис. 2.** Спектр излучения вольфрамовой лампы СИРШ-8-200 в диапазоне длин волн 200–300 нм для различных яркостных температур: сплошная линия – 2000°C,  $\Delta$  – 2100°C,  $\circ$  – 2200°C.

При этом для построения новых и валидации существующих моделей расчета неравновесного теплообмена необходима информация о величинах радиационных тепловых потоков в абсолютных единицах.

В работах [12, 14] представлены количественные данные по интенсивности и временной эволюции излучения воздуха за фронтом ударных волн в спектральном диапазоне 120–400 нм при скоростях ударной волны 6.3–8.4 км/с. Настоящая статья является продолжением работы [10] и содержит описание процедуры калибровки измерительной системы и методики регистрации интенсивности излучения ударной волны в спектральном диапазоне 120–185 нм. Представлены экспериментальные данные по излучению удар-

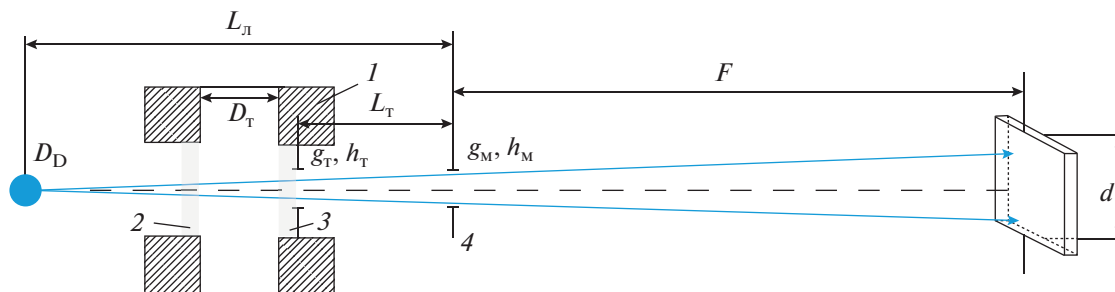
но-нагретых газов в области вакуумного ультрафиолета. Основное внимание уделяется вопросу получения данных в абсолютных единицах.

### МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА

Для получения экспериментальной информации по интенсивности излучения в абсолютных единицах необходима предварительная калибровка оптической системы экспериментальной установки. Для этих целей традиционно используют поверенный эталонный источник вторичного излучения. В качестве такого вторичного источника в области ВУФ может быть использована дейтериевая лампа, однако проверка данного источника невозможна ввиду отсутствия первичного эталона в Российских институтах метрологии. В этом случае калибровка эталонного источника для области ВУФ обычно осуществляется путем сравнения интенсивности его излучения с интенсивностью излучения вторичного калиброванного эталона в общем для этих двух источников ультрафиолетовом диапазоне. Для распространения данных на диапазон ВУФ исходят из предположения о том, что формы спектров излучения всех дейтериевых ламп подобны. В качестве исходных данных по спектральной яркости излучения дейтериевой лампы в диапазоне длин волн  $\lambda = 115$ –300 нм в настоящей работе используются данные по спектру излучения лампы фирмы McPherson (USA) модели 632 [15] и данные ВНИИОФИ [16]. Спектры дейтериевой лампы McPherson в диапазоне  $\lambda = 120$ –300 нм (сплошная линия) и вольфрамовой лампы СИРШ в диапазоне  $\lambda = 300$ –400 нм (штриховая линия), снятые со спектральным разрешением в 0.8 нм, представлены на рис. 1.

Для определения интенсивности спектра конкретной дейтериевой лампы используется область ее спектра, перекрывающаяся со спектром излучения вторичного эталонного источника в УФ-области ( $\lambda > 250$  нм). В качестве такого источника может быть использована лампа с вольфрамовой нитью накала (например, лампа СИРШ-8-200), нагретая до яркостной температуры выше 2000°C. Из сравнения интенсивности излучения обеих ламп на выбранной длине волны  $\lambda_0$ , можно получить коэффициент пересчета, используемый в дальнейшем для расчета интенсивности излучения дейтериевой лампы в остальной части ее спектров с учетом предположения о подобии формы спектра излучения всех дейтериевых ламп. Спектры излучения вольфрамовой нити накала для нескольких значений яркостной температуры представлены на рис. 2.

Сопоставление спектров излучения вольфрамовой и дейтериевой ламп проводилось по оптической схеме, представленной на рис. 3. При



**Рис. 3.** Оптическая схема калибровки излучения дейтериевой лампы: 1 – сечение ударной трубы в измерительной секции; 2, 3 – окошки из фторида магния; 4 – входная щель вакуумного монохроматора;  $D_D$  – диафрагма дейтериевой лампы;  $g_T$  и  $h_T$  – ширина и высота щели на выходном окне ударной трубы;  $g_M$  и  $h_M$  – ширина и высота входной щели монохроматора;  $D_T$  – внутренний диаметр ударной трубы;  $L_л$  – расстояние от внутренней поверхности трубы до входной щели монохроматора;  $L_T$  – расстояние от внутренней поверхности трубы до монохроматора;  $F$  – фокусное расстояние монохроматора;  $d$  – высота дифракционной решетки монохроматора.

установке в оптическую схему дейтериевой лампы весь оптический тракт предварительно полностью вакуумировался. Как показали данные экспериментов, это требование является важным условием, поскольку образующийся в воздухе под действием ультрафиолетового излучения озон является мощным поглотителем УФ- и ВУФ-излучений. При использовании в качестве источника излучения вольфрамовой лампы предварительная откачка оптического тракта не требуется, поскольку интенсивность ее излучения в ультрафиолетовой области на несколько порядков меньше, чем у дейтериевой лампы.

В данной схеме (рис. 3) на оптической оси между источником излучения и входной щелью вакуумного монохроматора ВМ-1 не используются никакие дополнительные оптические элементы (линзы, зеркала). Отсутствие в оптической схеме фокусирующих элементов приводит к необходимости учета различия размеров используемых источников излучения, а также геометрических размеров выходной щели на ударной трубе и входной щели монохроматора. Дейтериевый источник представляет собой газоразрядный баллон, излучение от которого проходит через диафрагму, представляющую собой круг диаметром  $D_D = 3$  мм; вольфрамовая нить накала лампы СИРШ имеет ширину  $g_W = 2$  мм и высоту  $h_W = 10$  мм. Ширина ( $g_T$ ) и высота ( $h_T$ ) щели на ударной трубе составляли 0.22 и 8 мм соответственно. Ширина ( $g_M$ ) и высота ( $h_M$ ) входной щели монохроматора – 0.25 и 20 мм. Ширина области лампы, излучение от которой попадает в монохроматор ( $g_л$ ), определяется выражением

$$g_л = g_T + \frac{(g_T + g_M)(L_л + L_T)}{2L_T},$$

где  $L_л$  – расстояние от источника излучения до входной щели монохроматора,  $L_T$  – расстояние от внутренней поверхности трубы до входной щели

монохроматора. Для параметров схемы, используемой при калибровке, величина  $g_л$  составляет 0.39 мм, что для обеих ламп меньше размеров источников в горизонтальном направлении (ширина источника). В то же время высота регистрируемой области источника ограничена лишь его вертикальными размерами, составляющими 3 мм в случае дейтериевой лампы и 10 мм в случае вольфрамовой.

Интенсивность излучения, попадающего в монохроматор и регистрируемого приемником излучения на выбранной длине волны, определяется из следующего выражения:

$$I_л = B_л S_л \Omega_л \delta\lambda, \quad (1)$$

где  $B_л$  – спектральная энергетическая яркость лампы [ $\text{Вт}/\text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{км}$ ];  $S_л$  – площадь области лампы, излучение от которой попадает в монохроматор [ $\text{см}^2$ ];  $\Omega_л$  – телесный угол, который определяется используемой оптической схемой [ср];  $\delta\lambda$  – спектральный диапазон (диапазон длин волн), выделяемый монохроматором [мкм].

Площадь области лампы, излучение от которой попадает в монохроматор,  $S_л$ , для дейтериевой ( $S_D$ ) и вольфрамовой ( $S_W$ ) ламп определяются следующими выражениями:

$$S_D = D_D g_л, \quad (2)$$

$$S_W = h_W g_л. \quad (3)$$

Величина телесного угла  $\Omega_л$  рассчитывается по расстоянию от излучающего объекта до входной щели монохроматора ( $L_л$ ), ширине входной щели монохроматора ( $g_M$ ), а также по высоте ( $h_0$ ) ограничивающей апертуры оптической схемы в плоскости входной щели монохроматора:

$$\Omega_л = \frac{g_M h_0}{L_л^2}. \quad (4)$$

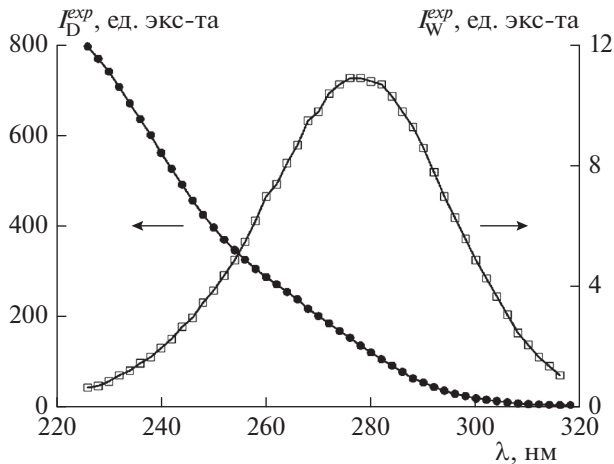


Рис. 4. Измеренные интенсивности излучения дейтериевой лампы (●) — и лампы СИРШ (□) в ед. экс-та.

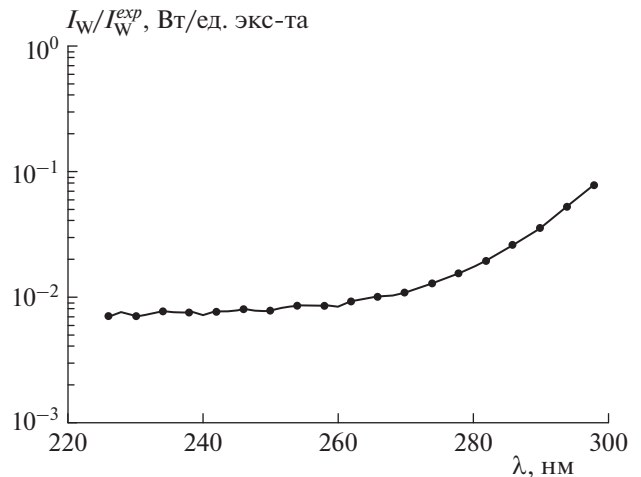


Рис. 5. Чувствительность оптической схемы вольфрамовой лампы СИРШ.

Величина  $h_0$  определяется по наименьшему из трех углов: 1) по углу, определяемому по высоте щели на трубе  $h_t$  и разнице расстояний  $L_d$  и  $L_t$ , т.е. ( $L_d - L_t$ ); 2) по углу, рассчитанному по высоте входной щели монохроматора  $h_m$  и расстоянию  $L_d$ ; 3) по углу, определяемому высотой дифракционной решетки монохроматора ( $d$ ) и расстоянием  $L_d + F$ . Этот наименьший угол ( $\alpha$ ), а также соответствующее данному углу расстояние ( $L$ ) позволяет определить высоту ограничивающей апертуры из следующего выражения:  $h_0 = \alpha L$ .

Интенсивность излучения дейтериевой лампы,  $I_D$ , в исследуемом спектральном диапазоне можно получить путем умножения полученных в эксперименте с дейтериевой лампой значений  $I_D^{exp}$  [мВ] на функцию обратной чувствительности оптической схемы. Чувствительность оптической схемы, в свою очередь, определяется из эксперимента с вольфрамовой лампой как отношение интенсивности излучения последней в абсолютных единицах,  $I_W$  [Вт], к ее интенсивности, измеренной в эксперименте,  $I_W^{exp}$ . На рис. 4 представлены данные по интенсивностям излучения дейтериевой ( $I_D^{exp}$ ) и вольфрамовой ( $I_W^{exp}$ ) ламп, измеренные в единицах эксперимента (далее — ед. экс-та), для диапазона длин волн 220–320 нм. Таким образом, интенсивность излучения дейтериевой лампы определяется следующим выражением:

$$I_D = \frac{I_D^{exp}}{I_W^{exp}} I_W. \tag{5}$$

Используя выражения (1)–(5), а также величину высоты ограничивающей апертуры  $h_0$ , можно

получить следующее выражение для спектральной энергетической яркости дейтериевой лампы:

$$B_D = \frac{B_W h_W I_D^{exp}}{I_W^{exp} D_D}. \tag{6}$$

График обратной чувствительности оптической схемы, т.е. отношения  $I_W / I_W^{exp}$ , полученный в эксперименте с вольфрамовой лампой, представлен на рис. 5.

Описанный выше подход позволяет определить величину спектральной энергетической яркости конкретной (используемой) дейтериевой лампы для области ВУФ. Результаты предварительных калибровочных экспериментов используемой дейтериевой лампы Hamamatsu L879 представлены на рис. 6. Для сравнения на этом же рисунке приведены данные по спектральной энергетической яркости дейтериевой лампы фирмы McPherson модели 632. Как видно из этого рисунка, в рассматриваемом спектральном диапазоне яркость используемой дейтериевой лампы Hamamatsu L879 меньше яркости, заявленной для дейтериевой лампы фирмы McPherson модели 632 примерно в 2.5 раза.

Здесь необходимо отметить, что поскольку эксперименты калибровки проводили в диапазоне длин волн ( $\sim 300$  нм), где спектры обеих ламп изменяются плавно, то полученный коэффициент не зависит от аппаратной функции оптической схемы. Напротив, в области длин волн 120–170 нм в спектре дейтериевой лампы наблюдаются резкие структуры (см. рис. 1), значение максимумов интенсивности которых зависит от спектральной ширины аппаратной функции монохроматора. Поэтому, кроме применения к исходному спектру коэффициента пересчета, необходимо пересчитать его под конкретную аппаратную функ-

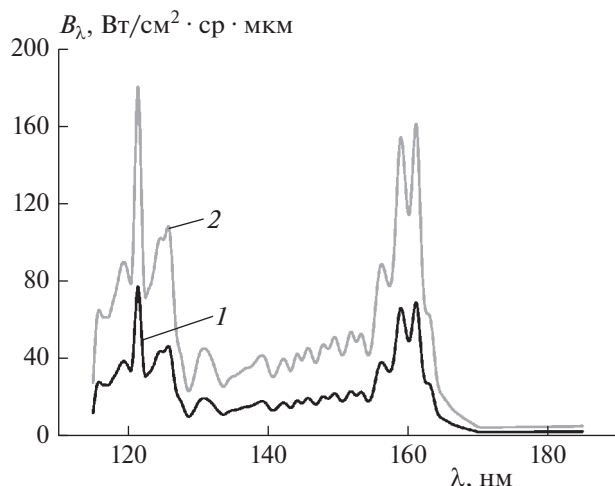


Рис. 6. Спектры излучения калибруемой дейтериевой лампы (1) и лампы McPherson (2) для диапазона длин волн спектра 115–185 нм.

цию. В наших экспериментах полуширина аппаратной функции (0.85 нм) практически совпала со спектральным разрешением, заявленным для исходного спектра дейтериевой лампы (0.8 нм) что не требовало дополнительной корректировке спектра.

Описанная выше процедура позволяет получить калиброванный вторичный источник излучения для области ВУФ, который в дальнейшем используется для калибровки оптической систе-

мы экспериментальной установки. Проведенная калибровочная процедура дает возможность получать экспериментальные данные по интенсивности излучения ударно-нагретых газов в области вакуумного ультрафиолета в абсолютных единицах. Примеры такого рода измерений представлены на рис. 7–9.

На рис. 7 представлен панорамный спектр излучения ударной волны в воздухе в диапазоне  $\lambda = 120\text{--}185$  нм для различных скоростей ударной волны: 6.5–8.4 км/с. Данный спектр представляет собой интегральное излучение, зарегистрированное измерительной аппаратурой за эффективное время излучения ударной волны [10]. Как видно из приведенного спектра, в излучении ударной волны в воздухе в области вакуумного ультрафиолета присутствует одна резонансная линия атома кислорода на длине волны 130 нм и несколько линий атома азота, а именно, мультиплеты при  $\lambda = 120, 141, 149$  и 174 нм. При этом величина измеренного интегрального излучения вблизи  $\lambda \approx 120$  нм в несколько раз превышает величину излучения в диапазоне  $\lambda = 130\text{--}220$  нм. Данный факт также подтверждает необходимость получения информации о величинах радиационных тепловых потоков из области вакуумного ультрафиолета.

Следует отметить, что панорамный спектр излучения дает общую информацию о характере спектра ударно-нагретого газа, а также позволяет определить области длин волн, интересные для исследований. При этом длительности излучения отдельных компонент ударно-нагретого газа мо-

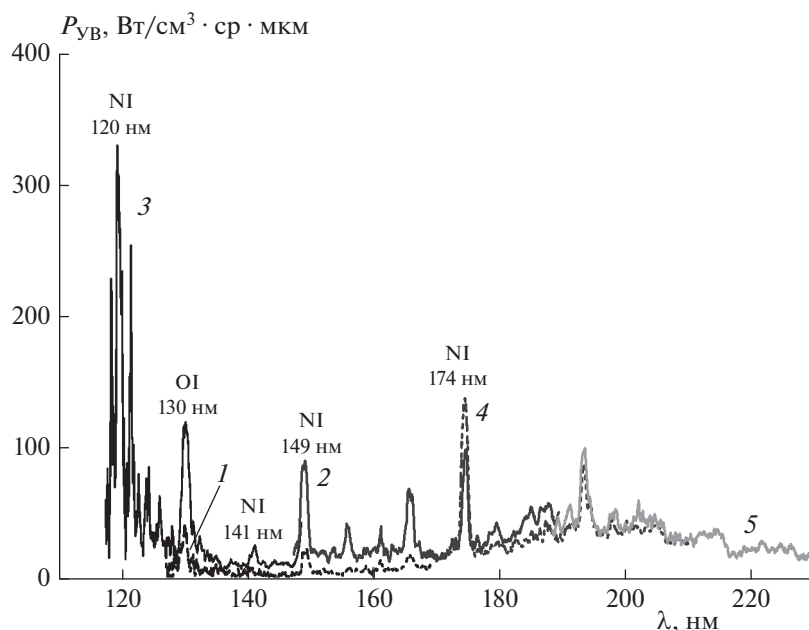
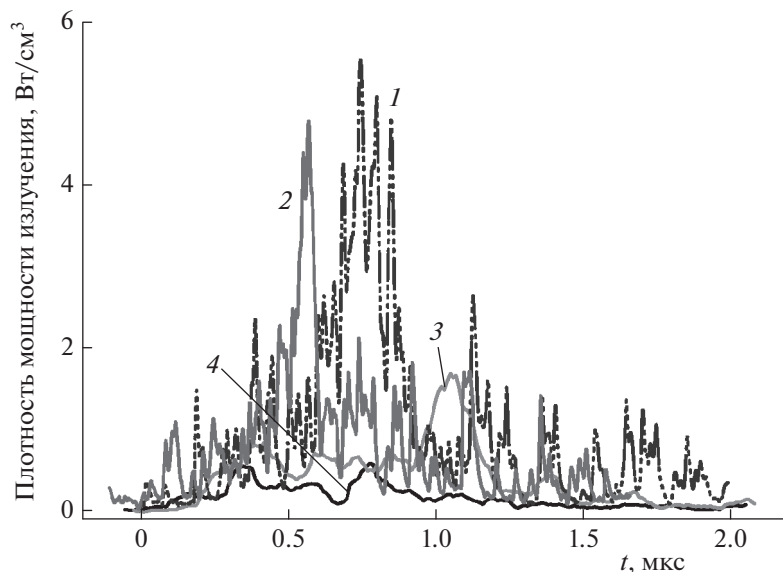
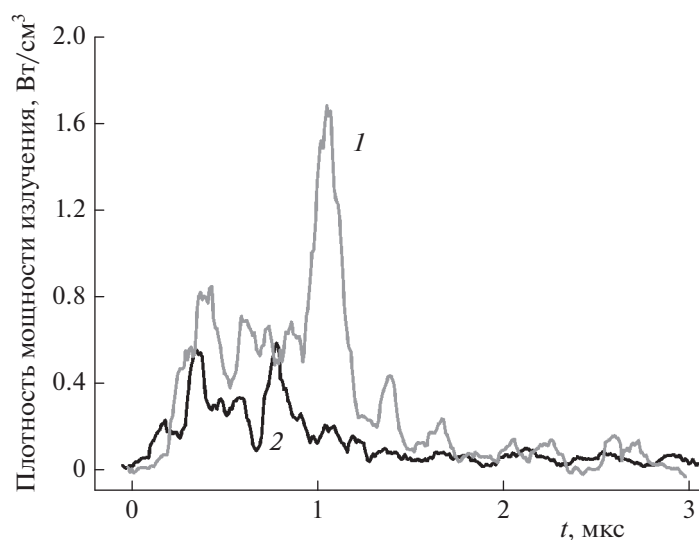


Рис. 7. Спектральная плотность энергии излучения ударной волны в воздухе при начальном давлении  $P_1 = 0.25$  Торр и различных скоростях ударной волны  $V_{SW}$ , км/с: 1 – 6.5 км/с, 2 – 7.0 км/с, 3 – 7.2 км/с, 4 – 8.2 км/с, 5 – 8.4 км/с.



**Рис. 8.** Временная эволюция плотности мощности излучения ударной волны в воздухе для различных длин волн и скоростей:  $V_{SW} = 8.73$  (1) и  $8.39$  км/с (2) для  $\lambda = 120$  нм;  $V_{SW} = 9.07$  (3) и  $7.72$  км/с (4) для  $\lambda = 130$  нм.



**Рис. 9.** Временная эволюция плотности мощности излучения ударной волны в воздухе на длине волны 130 нм для различных скоростей ударной волны: 1 –  $V_{SW} = 9.07$  км/с, 2 –  $V_{SW} = 7.72$  км/с.

гут существенно различаться. Как следствие, для корректного определения мощности излучения необходимы также исследования его временных характеристик с достаточным (наносекундным), разрешением [10]. На рис. 8, 9 представлены осциллограммы временных эволюций плотности мощности излучения в узком, выделенном спектральном диапазоне. Момент времени  $t = 0$  мкс на временной шкале соответствует моменту прихода газодинамического фронта к оптической оси наблюдения.

На рис. 8 приведена временная эволюция мощности излучения в воздухе на длинах волны 120 и 130 нм для различных скоростей ударной волны. Из рис. 8 видно, что максимальная величина интенсивности излучения сильно зависит от длины волн. Так, например, максимум интенсивности излучения на длине волны 120 нм примерно в 2 раза выше аналогичной величины на длине волны 130 нм. При этом скорости ударной волны в обоих случаях примерно одинаковы.

Влияние скорости ударной волны на интенсивность и длительность излучения показано на

рис. 9. Здесь приведены временные эволюции интенсивности излучения на длине волны 130 нм для двух скоростей ударной волны. Из этого рисунка видно, что незначительное увеличение скорости ударной волны (в 1.17 раз) приводит к существенному изменению максимальной величины излучения (в 3.2 раза).

Таким образом, только совместное использование данных панорамного спектров и результатов временных эволюций в узком спектральном диапазоне может дать правильную информацию о плотности мощности излучения различных компонент плазмы, образующейся в результате прохождения ударной волны.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Статья является продолжением работы [10] и расширяет исследуемый спектральный диапазон в область вакуумного ультрафиолетового излучения. В работе описана методика калибровки оптической системы для получения данных по излучению ударно-нагретого высокотемпературного газа из области вакуумного ультрафиолета (120–185 нм). Для этих целей в работе используется дейтериевая лампа. При этом для определения интенсивности спектра конкретной дейтериевой лампы используется область ее спектра, перекрывающаяся со спектром излучения вторичного эталонного источника в УФ-области ( $\lambda > 250$  нм). В качестве такого источника использована лампа с вольфрамовой нитью накала. Проведенная калибровочная процедура позволяет получать экспериментальные данные по интенсивности излучения ударно-нагретых газов в области вакуумного ультрафиолета в абсолютных единицах. Приведены примеры такого рода измерений.

Работа выполнена в рамках научного плана Института механики МГУ (№ АААА-А19-119012990112-4) при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 20-08-00343).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов В.И., Залогин Г.Н., Лунев В.В., Чураков Д.А. // *Физ.-хим. кинет. в газ. динамике*. 2012. Т. 13. № 1; <http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-2/articles/306/>
2. Суржиков С.Т., Шувалов М.П. // *Теплофизика высоких температур*. 2013. Т. 51. № 3. С. 456.
3. Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A. // *Proc. 16th AIAA Thermophysics Conf. VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2016. AIAA-2016-3690.
4. Johnston C.O., Hollis B.R., Sutton K. // *J. Spacecr. Rockets*. 2008. V. 45. № 6. P. 1185.
5. Olynick D.R., Henline W.D., Hartung L.C., Candler G.V. // *Proc. 6th AIAA ASME Jt. Thermophys. Heat Transf. Conf. VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 1994. AIAA 94-1955.
6. Суржиков С.Т. // *Хим. физика*. 2008. V. 27. № 10. P. 63.
7. Wei H., Morgan R.G., McIntyre T.J., Brandis A.M., Johnston C.O. // *Proc. 47th AIAA Thermophysics Conference. VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2017. AIAA 2017-4531.
8. Johnston C.O., Brandis A.M. // *J. Spacecr. Rockets*. 2015. V. 52. № 1. P. 105.
9. Surzhikov S. // *Proc. 55th AIAA Aerosp. Sci. Meet. VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2017. AIAA 2017-1147.
10. Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г. и др. // *Хим. физика*. 2021. V. 40. № 8. P. 26.
11. Cruden B., Martinez R., Grinstead J., Olejniczak J. // *Proc. 41st AIAA Thermophysics Conference. VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2009. AIAA 2009-4240.
12. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б. и др. // *Хим. физика*. 2018. V. 37. № 2. P. 35.
13. Горелов С.Л., Куреев А.Ю. // *Физ.-хим. кинет. в газ. динамике*. 2014. Т. 15. № 1; <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-1/articles/77/>
14. Быкова Н.Г., Герасимов И.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б., Шаталов О.П. // *Физ.-хим. кинет. в газ. динамике*. 2014. Т. 15. № 2; <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-2/articles/114/>
15. Hamamatsu deuterium lamps D2 LAMPS. 2020; [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/D2lamps\\_TLS1017E.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/D2lamps_TLS1017E.pdf)
16. <https://www.vniiofi.ru/>