

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ УДАРНОГО СЖАТИЯ ФТОРОПЛАСТА

С. А. Бордзиловский^{1,2}, С. М. Караханов¹, Д. С. Бордзиловский³

¹Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, bordz@ngs.ru

²Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

³Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск

Метод оптической пирометрии применен для определения температуры ударного сжатия до 51 ГПа фторопласта-4 — полимера, характеризующегося сильным рассеянием света в несжатом состоянии. Рассмотрены условия, при которых относительные спектральные характеристики излучающего слоя ударно-сжатого фторопласта близки к спектральным характеристикам рассеянного излучения, регистрируемого с торца образца. Описан пирометр для измерения отношения спектральных яркостей на четырех длинах волн из диапазона 380 ÷ 630 нм. Проведена аппроксимация измеренных относительных спектральных яркостей кривой Планка, нормированной на единицу на длине волны 630 нм. На основе аппроксимации сделан вывод о тепловом характере регистрируемого излучения. Среднее значение температуры по четырем опытам 3100 ± 200 К. Проведено сравнение измеренной температуры с опубликованными ранее результатами расчета.

Ключевые слова: температура ударного сжатия, оптическое измерение температуры, пирометрия, фторопласт, среда с сильным рассеянием.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время многоканальные оптические пирометры применяются в ударно-волновых экспериментах для измерения температуры в диапазоне от нескольких сотен [1] до нескольких десятков тысяч градусов [2]. Для прозрачных в исходном состоянии веществ наиболее информативным является метод измерения яркостной температуры [3], в котором перед опытом пирометр калибруется с помощью ленточного вольфрамового излучателя [4–6]. Наряду с температурой, в этом методе определяется излучательная способность ударно-сжатого вещества. Применение этого метода для частично прозрачных и сильно рассеивающих свет веществ осложняется необходимостью учета спектральных коэффициентов поглощения и рассеяния излучения. В этом случае альтернативным методом является измерение цветовой температуры по отношению спектральных яркостей на нескольких длинах волн [7]. При сопоставлении цветовой и истинной температур обычно предполагают, что излучательная способность ударно-сжатого веще-

ства слабо зависит от длины волны в рабочем диапазоне, т. е. излучение близко к излучению серого тела. Некоторое обоснование такого предположения можно найти в обсуждении результатов экспериментов, проведенных с кварцем и водой [4, 8, 9]. В [10] предложено определять спектральную излучательную способность независимым методом, пользуясь теорией [11], которая описывает зависимость спектральной яркости от времени при движении ударной волны по образцу.

При измерении температуры ударно-сжатого вещества, которое в исходном состоянии частично прозрачно, необходимо учитывать влияние поглощения и рассеяния излучения в несжатой части образца, расположенной между фронтом ударной волны и окном пирометра. К таким веществам относится, в частности, высокомолекулярный аморфно-кристаллический политетрафторэтилен (ПТФЭ, фторопласт, тефлон). При плотности $2.12 \div 2.28$ г/см³ этот полимер содержит 40 ÷ 89 % кристаллической фазы [12]. Границы зерен создают оптические микронеоднородности, размер которых меньше длины волны оптического диапазона. Эти неоднородности приводят к сильному рассеянию света во всем видимом диапазоне длин волн.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 12.11 и фонда Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ (НШ-1886.2008.1).

Как указано в [13], при построении уравнения состояния для ударно-сжатого фторопласта сложность заключается в выборе модели для описания теплоемкости и коэффициента Грюнайзена, которые зависят как от удельного объема, так и от температуры. Эта особенность характерна для большинства полимеров. Оптические ветви колебаний в дисперсионном соотношении для полимерной цепочки не насыщены при температуре вплоть до 2000 К и продолжают возбуждаться при повышении температуры. Кроме того, при давлении ударного сжатия выше 34 ГПа начинается частичная диссоциация фторопласта на углерод в аморфной фазе и газообразный фторид углерода (IV), что также усложняет определение теплоемкости. Измерение температуры фторопласта в диапазоне давлений выше 34 ГПа может дать информацию о теплоемкости в высокотемпературном состоянии и представляет собой независимый метод проверки уравнения состояния.

Основная цель настоящей работы — исследование возможности применения оптического пирометра для измерения температуры ударного сжатия в среде с сильным рассеянием, а также сопоставление измеренной температуры с расчетом по уравнению состояния [13]. Измерения проводились на образцах фторопласта-4, подвергнутого ударному нагружению до 51 ГПа. Излучение регистрировалось на четырех линиях в видимом диапазоне спектра (380 ÷ 630 нм). Сравнение относительных амплитуд спектральных яркостей с кривой Планка должно было дать ответ на вопрос, в какой степени излучение является тепловым и не наблюдается ли в области 380 ÷ 630 нм сильное селективное излучение.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Ударная волна (УВ) в мишени генерировалась при соударении ударника из дюралюминия марки Д16 толщиной ≈ 5 мм, разогнанного продуктами взрыва до скорости 5.4 км/с, с экраном также из Д16 толщиной ≈ 5 мм. Далее УВ проходила в образец из фторопласта-4. Параметры УВ во фторопласте, рассчитанные по его ударной адиабате $u_s = 1.682 + 1.819u_p$, $\rho = 2.15$ г/см³ [14], следующие: скорость УВ $u_s = 7.47$ км/с, массовая скорость $u_p = 3.18$ км/с, давление $p = 51$ ГПа.

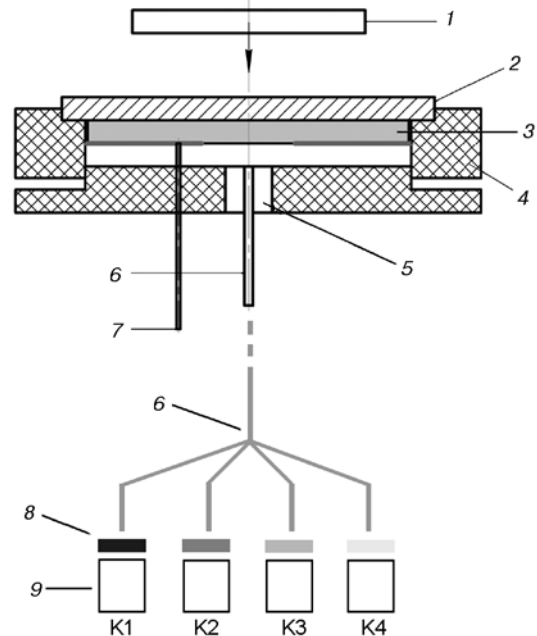


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — ударник, 2 — экран, 3 — образец, 4 — обложка, 5 — втулка, 6 — световоды, 7 — контактный датчик, 8 — светофильтры, 9 — фотоумножители

Контактные поверхности экрана и образца полировали, а контактный зазор заполняли иммерсионным маслом. Световое излучение по четырем идентичным световодам (в разных экспериментах длиной от 10 до 17 м) передавалось к фотоумножителям. Пучок из четырех световодов вклеивали в пластиковую втулку. Торцевую поверхность втулки полировали совместно с торцами световодов. Диаметр защитной оболочки световода 0.75 мм, диаметр кварцевой сердцевины 0.2 мм. Апертурный угол входа света в световод составлял $\approx 18^\circ$. При движении УВ по образцу тепловое излучение с поверхности фронта проходит через слой невозмущенного, сильно рассеивающего фторопласта, который расположен между фронтом и торцом световода. В оптическое волокно попадает свет, излучаемый кругом диаметром ≈ 3.2 мм на свободной поверхности образца. Каждый детектор измеряет яркость, усредненную по этому кругу. Оси четырех световодных волокон расположены на расстоянии ≈ 0.75 мм друг от друга, поэтому круги, от которых излучение попадает в детекторы, лишь частично перекрываются. Тыльная поверхность образца, обращенная в сторону световодов, закрыта черной бумагой

с отверстием в центре диаметром 20 мм. Для того чтобы избежать искажений сигнала излучения, в опытах не применялись дополнительные оконные материалы на торце образца. Момент выхода УВ на свободную поверхность мишени определялся с помощью контактного датчика. Точность такого определения связана с кривизной и перекосом фронта УВ и составляла ≈ 50 нс. В измерительных каналах между торцами световодов и фотокатодами устанавливали интерференционные светофильтры на линиях 380, 470, 550 и 630 нм. Средние значения коэффициентов пропускания светофильтров составляли $0.4 \div 0.8$ при ширине полосы на половине максимума $10 \div 20$ нм в зависимости от светофильтра. В каналах К1 и К2 на линиях 380 и 470 нм использованы ФЭУ-36 с сурьмяно-цезиевым фотокатодом (тип S11), область спектральной чувствительности которых составляет $300 \div 600$ нм, а в каналах К3 и К4 на линиях 550 и 630 нм — ФЭУ-51 с мультищелочным фотокатодом (тип S20), область спектральной чувствительности которого находится в диапазоне $300 \div 750$ нм. Диаметр светового пятна на фотокатод ≈ 15 мм, временное разрешение ФЭУ ≈ 25 нс. Перед опытами устанавливали одинаковую чувствительность каналов, подбирая напряжение питания ФЭУ так, чтобы амплитуда тестового сигнала была одинаковой на всех каналах.

В общем случае при регистрации фотумножителем светового потока со спектральной яркостью I_λ через светофильтр с узкой полосой пропускания ($\lambda_2 - \lambda_1 \ll \lambda$) напряжение, регистрируемое на нагрузочном сопротивлении, определяется выражением

$$U_\lambda = i_{k\lambda} R G \cong s I_\lambda b_\lambda A_\lambda R G. \quad (1)$$

Здесь $i_{k\lambda}$ — ток фотокатода; R — сопротивление нагрузки; G — усиление ФЭУ; s — геометрический фактор, в который входят конструктивные и геометрические характеристики оптической системы; b_λ — спектральная чувстви-

тельность фотокатода; $A_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} a(\lambda) d\lambda$, где

$a(\lambda)$ — коэффициент спектрального пропускания светофильтра. Как следует из (1), регулировкой усиления G , которое зависит от напряжения питания ФЭУ, на каждом канале можно установить одинаковый коэффициент пропорциональности между напряжением U_λ и интенсивностью светового потока I_λ . В качестве

источника света при калибровке использовался фотодиод, излучение от которого пропусклось через каналы со светофильтрами на линии 470 нм. Для питания ФЭУ применялся стабилизированный источник МСР 140-2000 фирмы «FuG Elektronik GmbH», который позволял устанавливать напряжение питания с точностью 10^{-4} от номинальной величины. Фактически процедура калибровки сводилась к установлению одинакового значения произведения RG на каждом канале.

Для тестирования проводилось сравнение результатов измерения спектра импульсной ксеноновой лампы ИФК-50 двумя спектрометрами — описанным выше 4-канальным и промышленным спектрометром S150 фирмы «СОЛАР лазерные системы» с минимальным временем экспозиции 2 мс. Лампа генерировала световую вспышку при разряде конденсатора емкостью 2 000 мкФ, заряженного до 400 В. Сопоставление спектров вспышки лампы ИФК-50, определенных двумя спектрометрами, представлено на рис. 2. Здесь по оси ординат отложена относительная яркость I_λ/I_{470} , где I_{470} — яркость на длине волны 470 нм. Спектральная кривая, определенная спектрометром S150, показывает, что на непрерывную составляющую излучения накладывается линейчатая структура. На рис. 2 приведены также относительные максималь-

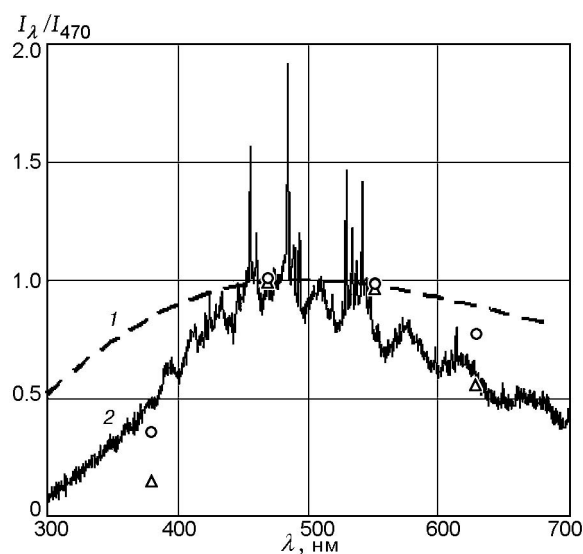


Рис. 2. Спектр импульсной лампы ИФК-50:

1 — кривая Планка при $T = 5500$ К; 2 — спектрометр S150; точки — 4-канальный пирометр со светофильтром HC9 (треугольники) и без него (кружки)

ные амплитуды сигналов U_λ/U_{470} (точки) с фотоумножителей 4-канального пирометра, которые пропорциональны относительным яркостям световой вспышки I_λ/I_{470} . Измерения проводились через нейтральный светофильтр НС9 толщиной 2.35 мм и без него. При использовании светофильтра НС9 амплитуда сигнала на линии 380 нм падает примерно в три раза, что соответствует уменьшению спектрального пропускания светофильтра в этой области спектра. Таким образом, тестирование показало хорошее совпадение результатов, полученных двумя спектрометрами. На рис. 2 нанесена также кривая Планка, соответствующая излучению абсолютно черного тела с температурой 5500 К. Из сравнения ее с реальным спектром лампы (кривая 2) видно, что, несмотря на совпадение максимумов обеих кривых, излучение ксеноновой лампы лишь в грубом приближении можно сопоставлять с излучением абсолютно черного тела. Это свидетельствует о сильной зависимости излучательной способности ксеноновой плазмы от длины волны излучения.

Для того чтобы установить критическую толщину образца, начиная с которой выполняется условие сильного рассеяния [15, 16], проводились опыты, в которых определялась зависимость коэффициента пропускания фторопластовой пленки от длины волны. В качестве образца использовалась конденсаторная пленка из фторопласта Ф-4 толщиной 20 мкм. Измерения проводились на спектрофотометре Shimadzu UV 301-01 в постановке, показанной на рис. 3. Световой пучок формировался входной и выходной щелями спектрофотометра. Источник света с изменяемой длиной волны (с шагом через 2 нм) формировал на образце изображение размером 17×2 мм. Угол для оптики, формирующей и принимающей изображе-

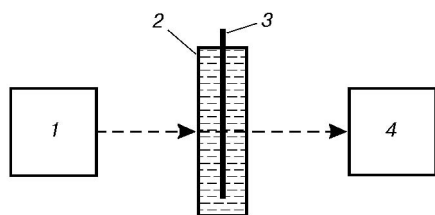


Рис. 3. Схема эксперимента для определения коэффициента пропускания прямого света:

1 — источник излучения, 2 — кювета с водой, 3 — фторопластовая пленка толщиной 20 мкм, 4 — детектор

ние щели, составлял 5° . Поэтому прямой и рассеянный фторопластовым образцом свет попал в угол 5° принимающего детектора. Поскольку рассеяние происходит в телесный угол 4π , а угол принимающей оптики мал, то в такой геометрии опыта измеряется коэффициент пропускания для прямого света (он падает по нормали к поверхности среды). Чтобы минимизировать возможное рассеяние при отражениях, регистрировали спектр пропускания при помещении пленки в кварцевую кювету с дважды дистиллированной водой (она использовалась в качестве иммерсионной жидкости) и отдельно спектр кюветы с водой без образца.

Результаты измерения коэффициента пропускания $D(\lambda)$ показаны на рис. 4. Уменьшение интенсивности прямого света в зависимости от толщины l описывается выражением $\sim \exp(-\alpha l)$, где показатель ослабления $\alpha = k + \sigma$ является суммой показателей поглощения k и рассеяния σ [16]. По экспериментальной зависимости $D(\lambda)$ с помощью соотношения $\Delta I = -\alpha I_0 \Delta l$, где I_0 — интенсивность излучения на входе, а ΔI — убыль интенсивности на толщине $\Delta l = 20$ мкм, оценивался коэффициент ослабления прямого света $\alpha = (2.8 \div 1.6) \cdot 10^2$ см в диапазоне длин волн $380 \div 630$ нм. Отсюда определялась толщина, на которой интенсивность прямого света ослабляется в e раз: $\delta l = 35 \div 62$ мкм.

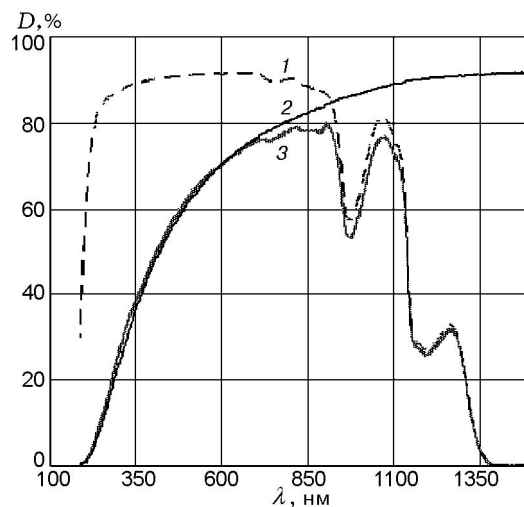


Рис. 4. Зависимость коэффициента пропускания прямого света от длины волны:

1 — для кварцевой кюветы с водой, 2, 3 — для фторопластовой пленки толщиной 20 мкм соответственно в воздухе и в кювете с водой

В случае, когда полубесконечная среда освещается с одной стороны направленным или диффузным излучением, на толщине $l \gg \delta l$ происходит многократное отражение света. При этом закон убывания яркости с оптической толщиной в этом случае также носит экспоненциальный характер, но с другим показателем ослабления μ , зависящим от индикатрисы рассеяния и вероятности выживания фотона [16]. Для оценки глубины, на которой поверхностный режим ослабления яркости излучения сменяется глубинным, можно выбрать условие $l \gg \delta l$. Различие технологий производства пластин, из которых изготавливались образцы, и фторопластовой пленки Ф-4 не должны оказать сильного влияния на такую оценку. Таким образом, условие сильного рассеяния выполнялось для образцов толщиной ≈ 5 мм, которые использовались в опытах.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 5 показаны профили напряжений $U_\lambda(t)$ на нагрузочных сопротивлениях ФЭУ при регистрации излучения с торца образца через интерференционные светофильтры. Небольшой разброс точек на сигналах вызван шумами ФЭУ. Запись на линии 380 нм получена при чувствительности канала 50 мВ/дел., поэтому максимальная амплитуда сигнала при $t \gtrsim 0.67$ мкс ограничена усилителем осциллографа. Момент времени $t_0 = 0$ соответствует входу УВ в образец, момент $t_1 = 0.67$ мкс — выходу УВ на свободную поверхность образца

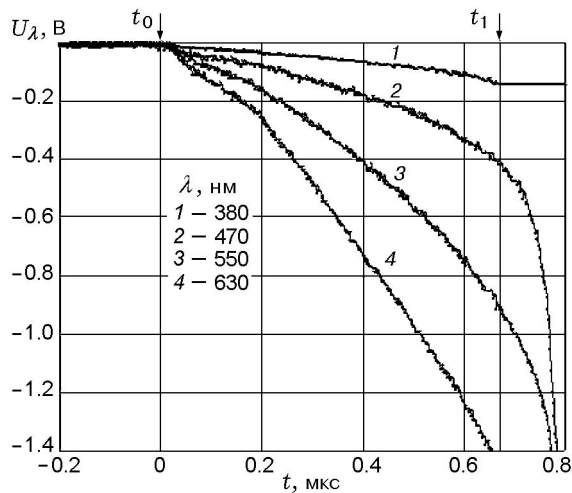


Рис. 5. Экспериментальные профили напряжения

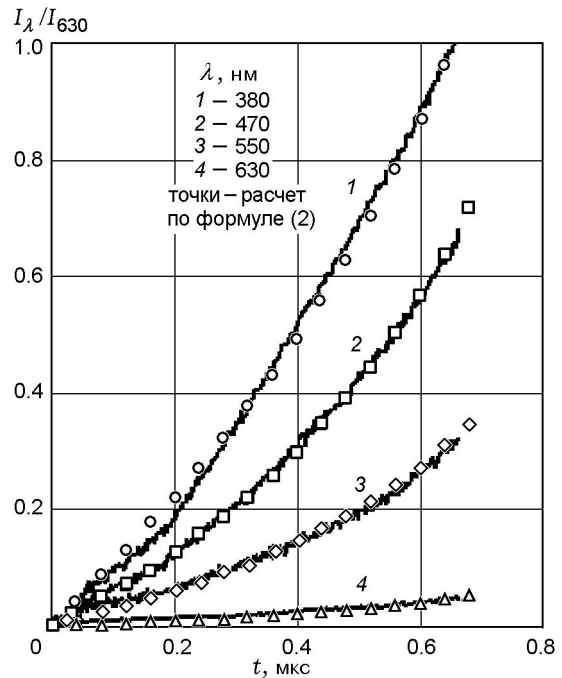


Рис. 6. Профили относительных яркостей торца образца

(показан на рисунке стрелкой). Зарегистрированные профили напряжений с помощью выражения (1) пересчитывали в зависимости относительных яркостей от времени $I_\lambda(t)/I_{630}(t_1)$, где $t_1 = d/u_s$ — время прохождения УВ по образцу, d — толщина образца (рис. 6).

Для того чтобы связать яркость, регистрируемую с торца образца, с яркостью излучающего слоя за фронтом УВ, необходимо учесть, что в течение всего времени регистрации свет проходит через сильно рассеивающий слой невозмущенного фторопласта, расположенный между фронтом УВ и свободной поверхностью образца. Модель для описания зависимости яркости от времени на выходе из образца, подвергнутого ударному сжатию, сформулирована в [11]. В случае, когда нет заметно вклада контактных источников излучения, а среда между фронтом и свободной поверхностью ослабляет световой поток, спектральная яркость, которая наблюдается на торце образца, определяется выражением

$$I_\lambda(t) = r f(\lambda, T) (1 - e^{-\alpha_1 d_1}) e^{-\alpha_2 d_2}, \quad (2)$$

где r — суммарный коэффициент ослабления при отражении от поверхности фронта и свободной поверхности образца; $f(\lambda, T)$ — яркость абсолютно черного тела; T — температура

ударно-сжатого вещества; $1 - e^{-\alpha_1 d_1}$ — поглощающая способность ударно-сжатой части образца толщиной $d_1 = (u_s - u_p)t$; $e^{-\alpha_2 d_2}$ — пропускание несжатой части образца толщиной $d_2 = d - u_s t$; α_1 — коэффициент поглощения ударно-сжатого фторопласта; α_2 — показатель ослабления рассеянного излучения несжатым фторопластом. Параметры r , α_1 , α_2 в общем случае зависят от длины волны излучения.

Свечение рассеивающей среды описывается уравнением переноса излучения и условием лучистого равновесия [15, 16]. Геометрия опыта по нагружению образца плоской УВ соответствует задаче о рассеянии диффузного излучения с поверхности фронта УВ в плоскопараллельном светорассеивающем слое, толщина которого намного меньше размеров слоя в двух других измерениях. Задача о рассеянии света в одномерной среде в общем виде решена в [15]. Решение зависит от оптических свойств среды (коэффициенты поглощения и рассеяния), характеристик процесса рассеяния (вероятность выживания фотона в элементарном акте рассеяния, вид индикатрисы рассеяния) и от коэффициента отражения света средой бесконечной оптической толщины. Анализ общего решения затруднен, поскольку многие из перечисленных параметров неизвестны. В то же время в [16] приведены экспериментальные характеристики поля излучения для молочной эмульсии при разных значениях вероятности выживания фотона. Эти данные показывают, что при достаточно больших оптических толщинах (глубинный режим) интенсивность света убывает по закону $\sim \exp(-\mu\tau)$, где $\tau = \int \alpha(l)dl$ — длина оптического пути, μ — глубинный показатель ослабления. Поэтому достаточно обоснованным представляется предположение об экспоненциальном ослаблении интенсивности излучения в ненагруженном слое фторопласта с некоторым показателем ослабления рассеянного излучения $\alpha_2 = \mu(k + \sigma)$, значение которого можно определить эмпирически по временной зависимости сигналов излучения.

По отношению спектральных яркостей, регистрируемых с торца образца при известных спектральных значениях параметров r , α_1 , α_2 , из (2) можно рассчитать отношение интенсивностей спектральных линий кривой Планка, соответствующей температуре ударно-сжатого вещества. Такие расчеты бы-

ли проведены в предположении независимости параметров r и α_1 от длины волны, что эквивалентно приближению серого тела. Информация о величине параметра α_2 может быть получена путем подгонки кривых, рассчитанных из соотношения (2), к экспериментальным профилям при варьировании параметров α_1 и α_2 .

Расчетные профили показаны на рис. 6 (точки). В веществах с сильным рассеянием возможно отступление от одномерной модели, описываемой выражением (2) из-за краевых эффектов. К этим эффектам следует отнести увеличение площади излучаемой поверхности по периферии фронта УВ, которое в случае диффузного рассеяния увеличивает светимость торца образца. По этой причине параметр подгонки $\alpha_1 = 1 \text{ мм}^{-1}$ нельзя однозначно интерпретировать как коэффициент поглощения ударно-сжатого фторопласта, что не дает возможности оценить толщину излучающей зоны за фронтом волны. Для кривых на линиях $\lambda = 380, 470$ и 550 нм подгоночные значения параметра одинаковы: $\alpha_2 = 0.35 \text{ мм}^{-1}$, а на линии $\lambda = 630 \text{ нм}$ уменьшаются до $\alpha_2 = 0.30 \text{ мм}^{-1}$, что превышает 10%-ю ошибку в определении α_2 . Такая зависимость α_2 от длины волны излучения качественно согласуется с увеличением пропускания прямого света в длинноволновой части спектра (см. рис. 4). Однако в некоторых экспериментах зависимость α_2 от длины волны в пределах экспериментальной точности не наблюдалась.

Для того чтобы избежать необходимости учитывать зависимость α_2 от длины волны, отношение амплитуд спектральных яркостей излучающего слоя за фронтом УВ определяли в момент времени, близкий к моменту выхода УВ на свободную поверхность образца (за ≈ 0.02 мкс до расчетного времени $t_1 = 0.67$ мкс). Точное определение t_1 по осциллограммам затруднительно, так как выход УВ на свободную поверхность образца сопровождался сильным свечением воздуха. Поэтому в некоторых опытах отношение амплитуд спектральных яркостей определялось в более ранние моменты времени. Если для измерения относительной спектральной яркости выбрать момент времени за 0.13 мкс до выхода УВ на свободную поверхность, что соответствует 1 мм толщины образца, и исходить из предположения, что $\alpha_2 = \text{const}$, то ошибка в определении температуры может составить 5 %.

Из проведенного анализа соотношения (2)

можно сделать вывод, что при слабой зависимости r , α_1 и α_2 от длины волны излучения относительные спектральные характеристики излучения слоя за фронтом УВ совпадают с относительными спектральными характеристиками диффузного излучения, регистрируемого с торца образца. Поэтому температура, определенная по отношению спектральных линий диффузного излучения, соответствует температуре этого слоя в предположении ступенчатого профиля температуры.

Сравнение относительных яркостей $I_\lambda(t)/I_{630}(t_1)$, измеренных в опыте (см. рис. 5), с функцией Планка, нормированной на единицу при $\lambda_4 = 630$ нм:

$$g(\lambda, \lambda_4, T) = \left(\frac{\lambda_4}{\lambda}\right)^5 \frac{[\exp(C_2/\lambda_4 T) - 1]}{[\exp(C_2/\lambda T) - 1]}, \quad (3)$$

где $C_2 = 1.439 \cdot 10^{-2}$ м · К, показано на рис. 7. Кривая $g(\lambda, \lambda_4, T)$ построена методом наименьших квадратов при варьировании температуры. Ошибку в определении температуры находили из соотношения $\Delta T \cong \Delta g \left(\left| \frac{\partial g}{\partial T} \right| \right)^{-1}$, где Δg — ошибка определения относительной яркости, а производная $\frac{\partial g}{\partial T}$ рассчитывалась для

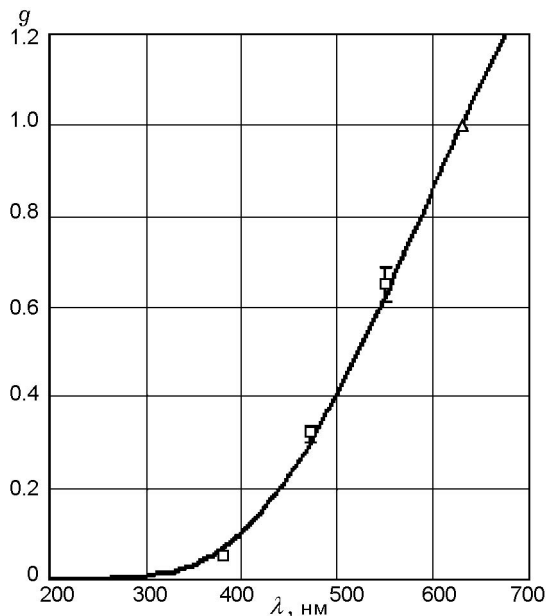


Рис. 7. Сравнение относительных яркостей, зарегистрированных в момент времени $t = 0.65$ мкс (см. рис. 6) с функцией $g(\lambda, \lambda_4, T)$ при $T = 2950$ К, $\lambda_4 = 630$ нм

средней длины волны всех четырех каналов пирометра. При оценке Δg учитывалась как случайная ошибка по разбросу точек, так и систематическая ошибка, связанная с погрешностью определения амплитуд, главным образом из-за шумов ФЭУ. Абсолютная ошибка определения температуры в этом эксперименте составила 200 К: $T = 2950 \pm 200$ К. Хорошее качество аппроксимации экспериментальных точек кривой Планка свидетельствует о том, что излучение фторопласта, сжатого ударной волной, является тепловым, а спектр не имеет выделенных областей селективного излучения.

Было проведено четыре опыта в идентичных условиях, которые дали среднее значение со стандартным отклонением: $T = 3100 \pm 200$ К. На рис. 8 показано сопоставление средней измеренной температуры с результатами расчета вдоль ударной адиабаты, проведенного в [13]. Верхняя граница для температуры (кривая 3) соответствует теплоемкости при комнатной температуре, $c_v = 0.65 \cdot 3nk_B$, нижняя (кривая 1) — высокотемпературному пределу для теплоемкости $c_v = 3nk_B$ (n — полное число степеней свободы, k_B — постоянная Больцмана). В уравнении состояния [13] теплоемкость рассчитывается как сумма теплоемкостей для акустических и оптических ветвей колебаний и является функцией удельного объема и темпе-

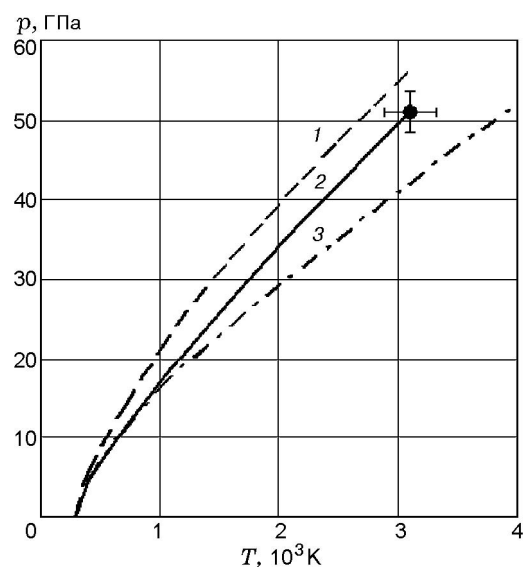


Рис. 8. Зависимость температуры ударно-сжатого фторопласта от давления (расчет по [13]):

1 — $c_v = 3nk_B$, 2 — $c_v = c_v(V, T)$, 3 — $c_v = 0.65 \cdot 3nk_B$; точка — эксперимент

ратуры. В этом случае зависимость $T(p)$ представлена кривой 2. Экспериментальная точка $T = 3100 \pm 200$ К хорошо согласуется с этой зависимостью, соответствующей выбору теплоемкости в виде $c_v = c_v(V, T)$.

Измерения ярких температур ударно-сжатого карбогала C_8F_{16} (жидкость плотностью ≈ 1.85 г/см³) с помощью 4-канального пирометра дали температуру 3300 К при $p = 43.3$ ГПа, а расчет по уравнению состояния, предложенному в этой же работе, — 3650 К при $p = 50$ ГПа [17]. Авторы отмечают, что при $p > 60$ ГПа, возможно, происходит разложение карбогала с поглощением энергии. В [18] измерены яркие температуры перфторированного масла $(C_{2,11}F_4)_n$ (жидкость плотностью ≈ 1.94 г/см³) на двух длинах волн. Эти измерения при $p = 31.2$ ГПа дали значения 2850 и 3300 К соответственно до и после выхода УВ на контакт с оконным материалом. Автор объясняет различие температур деструкцией исходного соединения при $T > 2000$ К с выделением энергии за фронтом УВ и экранировкой свечения продуктов деструкции веществом с неполным разложением. Следует заметить, что, несмотря на близкое атомное отношение, карбогал, перфторированное масло и ПТФЭ различаются как по химической структуре, так и по физическим свойствам в исходном состоянии, поэтому сопоставление результатов наших измерений с этими двумя материалами недостаточно корректно. Вопрос о распределении температуры за фронтом УВ, толщине излучающего слоя и возможной экранировке излучения в случае фторопласта требует дальнейшего исследования.

ВЫВОДЫ

Проведенные исследования на примере фторопласта показали возможность применения 4-канального оптического пирометра для измерения температуры ударного сжатия полимеров с сильным рассеянием света. Используемый в работе метод основан на предположении о том, что относительные спектральные характеристики излучающего слоя совпадают с относительными спектральными характеристиками диффузного излучения, регистрируемого с торца образца. Поэтому температуре, определенной по отношению спектральных линий диффузного излучения, ставится в соответствие температура излучающего слоя

ударно-сжатого фторопласта. Анализ, проведенный в работе, показывает, что это выполняется при условии независимости параметров r , α_1 и α_2 от длины волны излучения.

Сопоставление формы сигнала с расчетом по модели [11] позволяет определить спектральный показатель ослабления рассеянного излучения $\alpha_2(\lambda)$ плоским слоем фторопласта. Поэтому случай спектральной зависимости $\alpha_2(\lambda)$ также может быть учтен при интерпретации результатов.

Сравнение результатов измерения относительных яркостей с кривой Планка показало, что излучение фторопласта, сжатого УВ, близко к излучению серого тела, т. е. является тепловым. Осреднение результатов четырех опытов дало значение температуры $T = 3100 \pm 200$ К при давлении ударного сжатия 50 ГПа.

Измеренная температура ударно-сжатого фторопласта в пределах ошибки измерения совпадает с результатами расчета по уравнению состояния [13] и показывает, что теплоемкость ударно-сжатого фторопласта при этой температуре не достигает своего высокотемпературного предела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chauvin C., Petit J., Hereil P.-L., Boustie M. Analysis of temperature measurement between metal (lead or tin) and window (LiF) interface under moderate shock wave compression // Междунар. конф. «XI Харитоновские тематические научные чтения»: сб. тез. докл. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009. — С. 138–139.
2. Глухоедов В. Д., Киршанов С. И., Лебедева Т. С., Мочалов М. А. Свойства ударно-сжатого жидкого криптона при давлениях до 90 ГПа // ЖЭТФ. — 1999. — Т. 116, вып. 2(8). — С. 551–562.
3. Кормер С. Б., Сеницын М. В., Кириллов Г. А., Урлин И. Д. Экспериментальное определение температур ударно-сжатых NaCl и KCl и их кривых плавления до давления 700 кбар // ЖЭТФ. — 1965. — Т. 48, вып. 4. — С. 1033–1049.
4. Lyzenga G. A., Ahrens Th. H. Multiwavelength optical pyrometer for shock compression experiments // Rev. Sci. Instrum. — 1979. — V. 50, N 11. — P. 1421–1424.
5. Radousky H. B., Mitchell A. C. A fast UV/visible pyrometer for shock temperature measurements to 20000 K // Rev. Sci. Instrum. — 1989. — V. 60, N 12. — P. 3707–3710.
6. Boslough M. B., Ahrens Th. H. A sensitive time-resolved radiation pyrometer for shock-

- temperature measurements above 1500 K // Ibid. — P. 3711–3716.
7. **Воскобойников И. М., Апин А. Я.** Измерение температуры детонационного фронта взрывчатых веществ // Докл. АН СССР. — 1960. — Т. 130, № 4. — С. 804.
 8. **Lyzenga G. A., Ahrens Th. H.** Shock temperature of SiO₂ and their geophysical implications // J. Geophys. Res. — 1983. — V. 88, N B3. — P. 2431–2444.
 9. **Lyzenga G. A., Ahrens Th. H., Nellis W. J., Mitchell A. C.** The temperature of shock-compressed water // J. Chem. Phys. — 1982. — V. 76, N 12. — P. 6282–6286.
 10. **Luo Sheng-Nian, Akins J. A., Arens T. J., Asimow P. D.** Shock compressed MgSiO₃ glass, enstatite, olivine and quartz: Optical emission, temperatures, and melting // J. Geophys. Res. — 2004. — V. 109, N B5. — B05206.
 11. **Boslough M. B.** A model for time dependence in shock-induced thermal radiation of light // J. Appl. Phys. — 1985. — V. 58, N 11. — P. 3394–3399.
 12. **Канцельсон Г. Ю., Балаев Г. А.** Полимерные материалы. — Л.: Химия, 1982.
 13. **Morris C. E., Fritz J. N., McQueen R. G.** The equation of state of polytetrafluoroethylene to 80 GPa // J. Chem. Phys. — 1984. — V. 80, N 10. — P. 5203–5218.
 14. **McQueen R. G., Marsh S. P., Taylor J. W., et al.** The equation of state of solids from shock wave studies // High-Velocity Impact Phenomena / R. Kinslow (Ed.). — New York: Academic Press, 1970.
 15. **Соболев В. В.** Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. — М.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит., 1956.
 16. **Иванов А. П.** Оптика рассеивающих сред. — Минск: Наука и техника, 1969.
 17. **Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В., Киршанов С. И., Ковалев А. Е., Куделькин В. Г., Лебедева Т. С., Ломайкин А. И., Мочалов М. А., Симаков Г. В., Шуйкин А. Н., Воскобойников И. М.** Экспериментальные исследования свойств ударно-сжатого карбогала. Уравнение состояния карбогала и оргстекла // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 3. — С. 104–116.
 18. **Воскобойников И. М.** Свечение ударной волны в перфторалканах, перфторалкиламинах и перфтортолуоле // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 2. — С. 105–111.

Поступила в редакцию 22/IV 2009 г.