

<sup>1</sup> Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 15, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: bordz@ngs.ru

## ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ\*

Яркостная температура полиметилметакрилата измерена при ударном сжатии до 35 ГПа быстродействующим двухволновым оптическим пирометром. Пирометр калибровался с помощью образцовой лампы накаливания с вольфрамовой ленточной нитью перед каждым опытом. Измеренное значение яркостной температуры при давлении 35 ГПа составило: на линии  $\lambda = 550$  нм  $T_b = (1540 \pm 30)$  К и на линии  $\lambda = 630$  нм  $T_b = (1510 \pm 110)$  К. Полученный результат сопоставлен с имеющимися в литературе уравнениями состояния полиметилметакрилата. Из временных зависимостей пирометрических сигналов при движении ударной волны по образцу определен коэффициент поглощения полиметилметакрилата в сжатом состоянии, значение которого составило  $\alpha = 2,5$  мм<sup>-1</sup>.

*Ключевые слова:* полиметилметакрилат, плексиглас, температура, ударное сжатие.

### Введение

Одним из наиболее важных методов создания высоких давлений и температур в конденсированном веществе является ударное сжатие. В этом методе определяются ударные сжимаемости и исследуются физические свойства веществ в объеме до нескольких кубических сантиметров. Полное термодинамическое описание конденсированного вещества в высокоэнергетическом состоянии проводится в рамках полуэмпирических моделей уравнений состояния [1], а свободные коэффициенты этих уравнений проверяются в контрольных экспериментах. Температура ударно-сжатого вещества, которая рассчитывается исходя из конкретного вида уравнения состояния, сильно зависит от заложенных в модель предположений о теплоемкости и коэффициенте Грюнайзена и является наиболее чувствительным и информативным параметром к теоретической модели уравнения состояния. В то же

время измерение температуры ударно-сжатого конденсированного вещества встречает наибольшие экспериментальные трудности [2].

В качестве конструкционных материалов в ударно-волновых экспериментах широко применяются полимерные материалы, в частности полиметилметакрилат  $(C_5O_2H_8)_n$  (плексиглас). Этот материал используется как эталон с низким динамическим импедансом при определении ударных адиабат, а также как элемент устройств для формирования ударных волн заданных амплитуды и профиля. Широкий диапазон спектрального пропускания несжатого плексигласа и его прозрачность в ударных волнах интенсивностью до 20 ГПа обуславливает наиболее широкое его применение в качестве оконного материала в пирометрических исследованиях и при использовании интерферометрической системы регистрации скоростей VISAR [3]. Первые измерения яркостной и цветовой температуры при ударном сжатии

---

\* Работа выполнена при поддержке программ Президиума РАН (проект 2.11) и гранта Президента РФ № НШ-5770.2010.1.

плексигласа проведены в [4]. В этих экспериментах излучение с фронта ударной волны регистрировалось фотографическим методом. Измерения проведены в диапазоне давлений  $35 \div 280$  ГПа, что соответствует диапазону температур плексигласа от 2 000 до 13 000 К. Эти данные в настоящее время являются тестовыми при проверке широкодиапазонного уравнения состояния полиметилметакрилата [1; 5]. В диапазоне низких давлений  $0,3 \div 4$  ГПа температура ударно-сжатого плексигласа измерялась термомпарным методом [6] и методом термосопротивлений [7]. Уравнение состояния для плексигласа [8] в диапазоне до 10 ГПа, при создании которого учитывались данные по ударной адиабате и профилям ударной волны, хорошо согласуется с данными [7]. В [9] определялся спектр ударно-индуцированного излучения плексигласа (спектрометром с временем интегрирования излучения 2 мкс) при нагружении до 22 ГПа, который экстраполировался кривой излучения абсолютно черного тела при  $T = 3\,700 \pm 200$  К. Сравнение результатов измерений температуры при 35 ГПа [4] и при 22 ГПа [9] (диапазон средних давлений) показывает сильное расхождение данных. Это расхождение связано с существующими в настоящее время объективными трудностями при проведении пирометрических измерений в ударных волнах. К факторам, затрудняющим эти измерения, относятся: проблема вывода излучения из зоны ударного сжатия; малая длительность излучения (десятки наносекунд); недостаточные сведения об оптических свойствах ударно-сжатых веществ; сильное влияние геометрии ударного сжатия на регистрируемые сигналы; проблема повышения точности температурных измерений.

Целью проведенных в настоящей работе исследований было повышение точности измерения яркостной температуры плексигласа в диапазоне средних давлений при 35 ГПа. Для этого создан и прокалиброван двухволновой быстродействующий оптический пирометр с использованием фотоумножителей (ФЭУ). Для калибровки ФЭУ и оптического канала использовалась образцовая лампа накаливания с вольфрамовой ленточной нитью. В качестве одного из путей повышения точности температурных измерений рассматривалось устранение возможных систематических ошибок за счет временной привязки сигнала излучения к

моменту входа ударной волны в образец. Измерение зависимости яркости излучения из зоны, примыкающей к фронту ударной волны, от времени позволяет определить коэффициент поглощения излучения в сжатом веществе [10].

### Экспериментальная техника

Схема динамического сжатия образца и оптическая схема пирометра представлены на рис. 1.

Ударная волна в мишени генерировалась при соударении ударника из Д16Т толщиной  $\approx 5$  мм, разогнанного продуктами взрыва до скорости 5,4 км/с, с экраном также из Д16 толщиной  $\approx 5$  мм. Далее ударная волна проходила в образец из плексигласа. Расчет параметров ударной волны в плексигласе проводился с помощью базы данных<sup>1</sup>: начальная плотность  $\rho = 1,18$  г/см<sup>3</sup>, скорость ударной волны  $u_s = 7,97$  км/с; массовая скорость  $u_p = 3,73$  км/с; давление  $p = 35$  ГПа. Поскольку толщина фронта ударной волны мала и по расчетам методами молекулярной

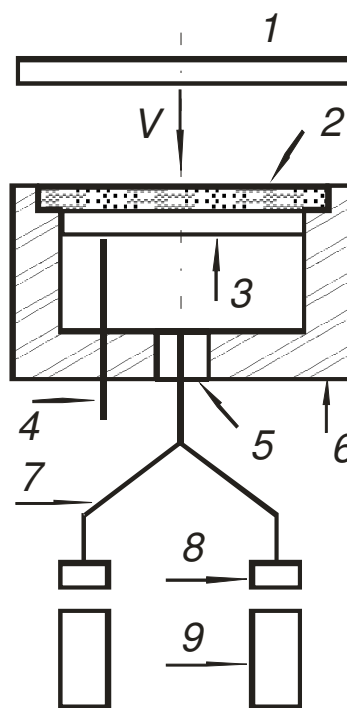


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – ударник; 2 – экран; 3 – образец плексигласа; 4 – контактный датчик; 5 – втулка; 6 – обойма; 7 – световоды; 8 – светофильтры; 9 – фотоумножители

<sup>1</sup> См.: <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/>.

динамики составляет несколько межатомных расстояний, то можно полагать, что сам фронт является прозрачным, и при наблюдении излучения в направлении движения ударной волны регистрируется тепловое излучение из зоны, непосредственно прилегающей к фронту ударной волны. При движении ударной волны по образцу тепловое излучение из этой зоны проходит через слой невозмущенного плексигласа, который расположен между фронтом и свободной поверхностью образца. Для того чтобы исключить возможные источники неравновесного излучения на контактной поверхности «экран – образец», особое внимание уделялось качеству контакта [11; 12]. Контактные поверхности экрана и образца полировали, а контактный зазор заполняли иммерсионным маслом. Световое излучение по 2-м идентичным световодам длиной 10 м передавалось из взрывной камеры к ФЭУ. Со стороны образца световоды вклеивали в пластиковую втулку, которая служила оправкой при шлифовке и полировке торцов световодов. Диаметр защитной оболочки световода составлял 0,75 мм, диаметр кварцевой сердцевины – 0,2 мм. Апертурный угол входа света в световод составлял  $\approx 18^\circ$ . Тыльная поверхность образца, обращенная в сторону световодов, была закрыта маской из черной бумаги с прямоугольной апертурой размером  $20 \times 2,5 \text{ мм}^2$ . Для того чтобы избежать искажений спектрального состава излучения, дополнительные оконные материалы на торце образца в опытах не применялись. Момент выхода ударной волны на свободную поверхность мишени определялся с помощью контактного датчика с точностью  $\approx 50 \text{ нс}$ . В измерительных каналах между торцами световодов и фотокатодами ФЭУ устанавливали интерференционные светофильтры на линиях 550 и 630 нм. Средние значения коэффициентов пропускания светофильтров составляли от 0,4 до 0,8 при ширине полосы на половине максимума от 10 до 20 нм в зависимости от типа светофильтра. В качестве детекторов излучения использованы ФЭУ-51 с мультищелочным фотокатодом (тип S20), область спектральной чувствительности которых находится в диапазоне  $300 \div 750 \text{ нм}$ . Диаметр светового пятна на фотокатоде составлял  $\approx 15 \text{ мм}$ , а временное разрешение регистрирующего тракта – примерно 25 нс.

Принцип измерения яркостной температуры состоит в сравнении спектральных светимостей (яркостей) эталонного источника и ударно-сжатого образца плексигласа при идентичной геометрии оптической схемы. Основы оптического измерения яркостной температуры изложены, например, в [2]. В случае, когда для регистрации потока излучения используется ФЭУ, а оптический тракт формируется световодами, напряжение, регистрируемое на нагрузочном сопротивлении ФЭУ, можно представить в виде

$$U(\lambda, T) = \alpha k A s l^{-2}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент пропорциональности между амплитудой сигнала и световым потоком, падающим на фотокатод;  $k$  – коэффициент пропускания световода, зависящий от апертурного угла ввода излучения и рассеяния на входном торце;  $s$  – площадь светящегося объекта,  $l$  – расстояние от светящегося объекта до торца световода;  $A$  – актиничный поток, который вычисляется по формуле

$$A(\lambda, T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_0(\lambda, T) \tau(\lambda) V(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

где  $b_0(\lambda, T)$  – спектральная энергетическая светимость, определяемая формулой Планка;  $\tau(\lambda)$  – пропускание интерференционного фильтра;  $V(\lambda)$  – спектральная чувствительность фотокатода;  $\lambda_1 \div \lambda_2$  – полоса пропускания светофильтра. Из (1)–(2) следует, что если провести регистрацию свечения эталона и исследуемого образца с одинаковыми интерференционными светофильтрами, в одинаковой геометрии оптической схемы, при одинаковой чувствительности фотокатода и усилении ФЭУ, то возможно определение яркостной температуры по предварительно снятой калибровочной кривой  $U(\lambda, T_s)$ , где  $T_s$  – яркостная температура эталона.

Процедура калибровки измерительных каналов, включая оптическую схему, проводилась перед каждым опытом. Структурная схема лабораторного стенда для калибровки показана на рис. 2. В качестве эталонного источника использовалась образцовая ленточная вольфрамовая лампа накаливания типа ТРУ 1100–2350 (температурный стандарт в видимом диапазоне света; цифры указывают пределы воспроизводимых температур в градусах Кельвина). Размеры ленточного излучателя лампы следующие:

ширина – 2,5 мм, длина – 20 мм, толщина – 0,05 мм. Световое излучение этой лампы выходит через плоское окно, изготовленное из увиолевого стекла с повышенной прозрачностью в ультрафиолетовой области спектра. Градуировочная зависимость яркостной температуры лампы от постоянного тока через лампу  $T_s(I_{DC})$  приведена в [13].

В настоящей работе в качестве источника питания лампы применялся источник переменного тока, поэтому в градуировочной зависимости [13] была проведена соответствующая замена  $I_{DC}$  на эффективное значение переменного тока  $I_{eff}$ . Тестирование аналогичной образцовой лампы типа ТОВ 1073–2273 при питании как постоянным, так и переменным током проводилось в [14]. При питании переменным током стабильность характеристик выдерживалась с точностью 0,2 %. Можно провести оценку сверху стабильности температуры излучателя при питании переменным током исходя из условия баланса между подводимой энергией в виде джоулева тепла и излучаемой энергией за время, равное половине периода переменного тока, т. е. в течение  $\Delta t = 1/2f = 0,01$  с, где  $f = 50$  Гц. За этот временной интервал максимальное остывание излучателя при температуре  $T_s = 1\,500$  К составляет  $\Delta T = 45$  К. Для защиты от излишне сильного экспонирования ФЭУ при поданном на него напряжении применялся затвор, который открывался перед опытом с экспозицией  $\approx 0,1$  с. Для формирования светового импульса использовался модулятор, представляющий собой вращающийся диск со щелью. Размер щели был больше ширины светового пятна на диске, что позволяло формировать световой импульс с постоянной интенсивностью света в течение  $\approx 100$  мкс. Форма калибровочного импульса приведена на врезке рис. 3. Результаты калибровки в виде зависимости напряжения на нагрузочном сопротивлении ФЭУ от яркостной температуры источника  $U(T_s, \lambda)$  для двух длин волн показаны также на рис. 3. Преимущество предложенной методики калибровки состоит в том, что зависимость  $U(T_s, \lambda)$  определяется во всем рабочем диапазоне температур образцовой лампы. Это снимает дополнительное требование о линейности работы ФЭУ при использовании одной калибровочной температуры [2].

Характеристики ввода оптического излучения в световод и выхода из него зависят

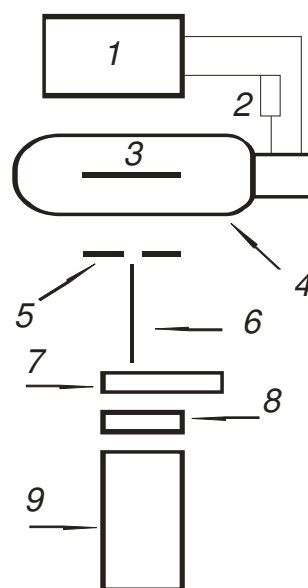


Рис. 2. Схема калибровки измерительного тракта: 1 – источник питания; 2 – шунт; 3 – ленточный вольфрамовый излучатель; 4 – лампа ТРУ 1100–2350; 5 – затвор; 6 – световод; 7 – модулятор; 8 – светофильтр; 9 – фотоумножитель

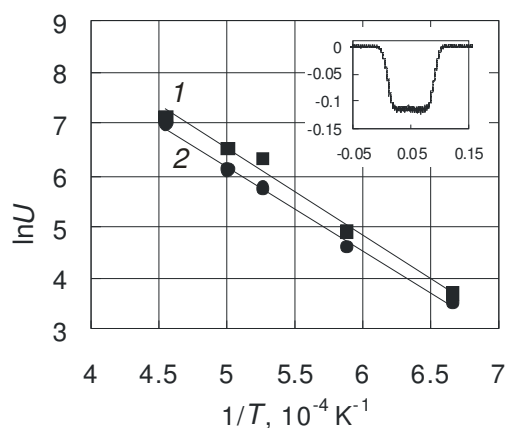


Рис. 3. Зависимость калибровочного сигнала  $U$  (мВ) от обратной температуры при  $\lambda = 550$  и  $630$  нм (прямые 1, 2 соответственно). Врезка: калибровочный сигнал – время в миллисекундах, амплитуда в вольтах

от оптических неоднородностей на торцевых поверхностях и внутри световода. Торцевые неоднородности зависят от качества полировки [15], а внутренние неоднородности связаны с изгибами волокна в процессе эксплуатации. Так, по данным [16], эффективность ввода меняется от 0,4 до 0,2 при увеличении среднеквадратичной высоты шероховатостей на торце от 0,2 до 0,8 мкм.

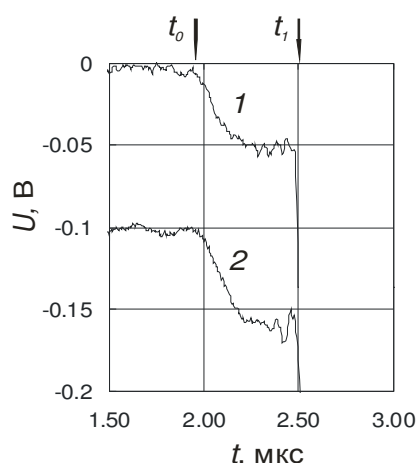


Рис. 4. Профили пирометрических сигналов при  $\lambda = 550$  и  $630$  нм (прямые 1, 2 соответственно)

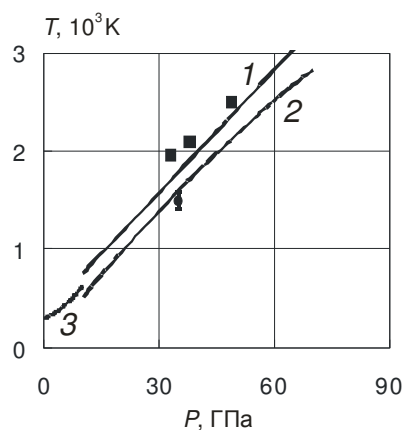


Рис. 5. Зависимость температуры от давления ударного сжатия: 1, 2, 3 – расчеты по [1; 5; 8] соответственно. Прямоугольные маркеры – эксперимент [4], кружок – данная работа

За единицу принята эффективность ввода при нулевой высоте шероховатости. Как уже указывалось выше, для того чтобы исключить систематическую ошибку, связанную с качеством полировки торцов световодов, измерительные каналы, включая световоды, калибровались перед каждым опытом.

### Результаты динамических экспериментов

На рис. 4 показаны типичные сигналы с ФЭУ на линиях 550 и 630 нм, зарегистрированные в динамическом эксперименте. В момент времени  $t_0$  (отмечен стрелкой)

ударная волна входит в образец, далее амплитуды сигналов плавно возрастают в течение  $\approx 0,3$  мкс и переходят к асимптотическому значению. Зона нарастания амплитуды сигнала соответствует увеличению толщины излучающей зоны. В момент времени  $t_1$  (отмечен стрелкой) наблюдается резкий отрицательный выброс, который соответствует выходу ударной волны из образца в воздух и свечению воздушной ударной волны. Основной вклад в ошибку регистрируемого напряжения  $\Delta U$  дают шумы ФЭУ, которые зависят от амплитуды сигнала и напряжения питания ФЭУ, и поэтому величина  $\Delta U$  определялась для каждого сигнала в отдельности.

Ошибка в определении  $T_b$  рассчитывалась из соотношения  $\Delta T_b = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)^{-1} \Delta U$ , в котором производная вычислялась по калибровочной кривой. Результаты измерений, полученные в трех опытах:

| Номер опыта | $\lambda$ , нм | $(T_b \pm \Delta T_b)$ , К |
|-------------|----------------|----------------------------|
| 1           | 550            | $1\ 560 \pm 80$            |
|             | 630            | $1\ 570 \pm 50$            |
| 2           | 550            | $1\ 520 \pm 30$            |
|             | 630            | $1\ 590 \pm 40$            |
| 3           | 590            | $1\ 370 \pm 30$            |
|             | 630            | $1\ 380 \pm 30$            |

Среднее значение и стандартное отклонение, определенные по результатам измерений, составляют на линии  $\lambda = 550$  нм  $T_b = (1\ 540 \pm 30)$  К и на линии  $\lambda = 630$  нм  $T_b = (1\ 510 \pm 110)$  К. На рис. 5 приведено сопоставление результатов измерения  $T_b$  с расчетом по уравнениям состояния [1; 5] и с экспериментом [4]. Сравнение показывает, что результаты, полученные в настоящей работе, дают температуру на 20 % ниже, чем значение, измеренное ранее в [4]. Сравнение с результатами расчетов по уравнениям состояния показало, что измеренная в данной работе температура  $T_b$  совпадает с данными [5] в пределах экспериментальной точности.

Модель для описания зависимости яркости от времени на выходе из образца, подвергнутого ударному сжатию, сформулирована в [10]. В том случае, когда нет заметного вклада контактных источников излучения, а несжатая часть образца про-

значна, спектральная яркость, которая наблюдается на торце образца, определяется выражением

$$I_{\lambda}(t) = r \cdot b_0(\lambda, T) \left(1 - e^{-\alpha(u_s - u_p)t}\right), \quad (3)$$

где  $r$  – суммарный коэффициент ослабления при отражении от поверхности фронта и свободной поверхности образца;  $b_0(\lambda, T)$  – яркость абсолютно черного тела;  $T_{sh}$  – температура ударно-сжатого вещества;  $\alpha$  – коэффициент поглощения ударно-сжатого плексигласа, который в общем случае зависит от длины волны излучения; выражение в скобках представляет собой излучательную способность плоского неотражающего слоя, толщиной  $(u_s - u_p)t$ , которая равна поглощающей способности этого слоя [10].

Подгонка экспериментального профиля при  $\lambda = 550$  нм, показанного на рис. 4, к кривой, описываемой (3), при значении параметра  $\alpha = 2,5 \text{ мм}^{-1}$ , дает хорошее совпадение через  $\approx 50$  нс после входа ударной волны в образец. Это значение коэффициента поглощения ударно-сжатого плексигласа позволяет оценить эффективную толщину излучающей зоны  $\Delta x \approx \frac{1}{\alpha} = 0,4$  мм. Отклонение экспериментального профиля на начальной стадии сигнала от расчета по (3) может быть вызвано двумя причинами. Первая – это кривизна и перекося ударной волны на диаметре, равном максимальному размеру апертуры (20 мм), вторая возможная физическая причина связана с фазовым переходом типа частичной деструкции полимера, который происходит при давлениях ударной волны выше 20 ГПа [17].

## Выводы

Определено асимптотическое значение яркостной температуры ударно-сжатого плексигласа при 35 ГПа, которое составило  $T_b = (1\,540 \pm 30)$  К на линии  $\lambda = 550$  нм и  $T_b = (1\,510 \pm 110)$  К на линии  $\lambda = 630$  нм. Измеренное значение  $T_b$  совпадает с расчетом температуры по уравнению состояния [5] в пределах экспериментальной ошибки.

Проведена оценка коэффициента поглощения плексигласа при нагружении ударной волной интенсивностью 35 ГПа, значение которого составило  $\alpha = 2,5 \text{ мм}^{-1}$ .

Предложена методика калибровки измерительного и оптического трактов, которая

позволяет определить зависимость  $U(\lambda, T_b)$  в рабочем диапазоне температур образцовой вольфрамовой лампы накаливания (1 100 ÷ 2 350) К. Эта методика дает возможность снять требование о линейной зависимости сигнала на выходе ФЭУ от светового потока при регистрации излучения с фронта ударной волны.

## Список литературы

1. Хищенко К. В. Температура и теплоемкость полиметилметакрилата за фронтом сильных ударных волн // Теплофизика высоких температур. 1997. Т. 35, № 6. С. 1002–1005.
2. Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках: Моногр. / Под ред. М. В. Жерноклетова Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003.
3. Gustavsen R. L., Sheffield S. A., Alcon R. R. Detonation Wave Profiles in HMX Based Explosives // Shock Compression of Condensed Matter-1997: Conference Proceedings AIP / Eds. S. C. Schmidt et al. Woodbury, N. Y., 1998. P. 739–742.
4. Корнер С. Б. Оптические исследования свойств ударно сжатых конденсированных диэлектриков // УФН. 1968. Т. 94, вып. 4. С. 641–687.
5. Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В., Киришинов С. И. и др. Экспериментальные исследования свойств ударно-сжатого карбогала. Уравнение состояния карбогала и оргстекла // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 3. С. 104–116.
6. Bloomquist D. D., Sheffield S. A. Thermocouple Temperature Measurements in Shock-Compressed Solids // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. No. 10. P. 5260–5286.
7. Rosenberg Z., Partom Y. Direct Measurement of Temperature in Shock-Loaded Polymethylmethacrylate with Very Thin Copper Thermistors // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. No. 7. P. 1921–1926.
8. Menikoff R. Constitutive Model for Polymethyl Methacrylate at High Pressure // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 96. No. 12. P. 7696–7704.
9. Proud W. G., Bourne N. K., Field J. E. Shock-Induced Luminescence in Polymethylmethacrylate // Proc. SCCM Conf.-1997 / Eds. S. C. Schmidt, D. P. Dandekar, J. W. Forbes. N. Y.: AIP Press, 1998. P. 801–804.

10. *Boslough M. B.* A Model for Time Dependence in Shock-Induced Thermal Radiation of Light // *J. Appl. Phys.* 1985. Vol. 58. No. 11. P. 3394–3399

11. *Бордзиловский С. А., Караханов С. М.* Световое излучение фторопласта в ударной волне интенсивностью 51 ГПа // *Физика горения и взрыва.* 2007. Т. 43, № 5. С. 107–115.

12. *Бордзиловский С. А., Караханов С. М., Бордзиловский Д. С.* Применение оптического пирометра для измерения температуры ударного сжатия в сильно рассеивающих веществах // *Физика горения и взрыва.* 2010. Т. 46, № 1. С. 93–101.

13. *Карачинов В. А., Торщин С. Б., Карачинов Д. В.* Исследование характеристик телевизионного пирометра со встроенным

калибратором температуры // *Измерительная техника.* 2008. № 7. С. 42–44.

14. *Вдовин Н. С., Вугман С. М., Вельмакин М. Г. и др.* Образцовая температурная лампа накаливания // *Измерительная техника.* 1976. № 12. С. 46–47.

15. *Кизеветтер Д. В., Малюгин В. И.* Влияние дефектов торцевой поверхности световода на эффективность ввода излучения // *ЖТФ.* 2002. Т. 72, вып. 9. С. 80–86.

16. *Воскобойников И. М.* К превращению углеводов за ударными фронтами // *Химическая физика.* 1986. Т. 5, № 5. С. 697–701.

*Материал поступил в редколлегию 15.11.2010*

**S. A. Bordzilovsky, S. M. Karakhanov**

#### **THE TEMPERATURE MEASUREMENTS OF POLYMETHYL METHACRYLATE UNDER SHOCK LOADING**

The brightness temperature was measured in polymethyl methacrylate shocked to 35 GPa by means of the fast two wavelengths optical pyrometer. The calibration of the pyrometer was performed by using a standard tungsten ribbon incandescent lamp prior to each shot. The measured brightness temperature at the wavelength  $\lambda = 550$  nm was  $T_b = (1540 \pm 30)$  K and at the wavelength  $\lambda = 630$  nm it was  $T_b = (1510 \pm 110)$  K. The results were compared with the temperature calculations obtained from different polymethyl methacrylate equations of state. The absorption coefficient of the shocked polymethyl methacrylate ( $\alpha = 2.5 \text{ mm}^{-1}$ ) was determined by using the time dependences in the pyrometric signals.

*Keywords:* polymethyl methacrylate, plexiglas, temperature, shock loading.