

ЛАБОРАТОРНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 536.521.3

ПИРОМЕТРИЧЕСКАЯ МЕТОДИКА ВО ВЗРЫВНОМ
ЭКСПЕРИМЕНТЕ

© 2025 г. М. И. Кулиш^а, Д. Н. Николаев^а, С. В. Дудин^а, В. Б. Минцев^а

^аФедеральный исследовательский центр проблем химической физики

и медицинской химии Российской академии наук

Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., просп. Академика Семенова, 1

e-mail: kulishm@icp.ac.ru

Поступила в редакцию 02.06.2025 г.

После доработки 06.07.2025 г.

Принята к публикации 04.08.2025 г.

Описаны аспекты применения скоростной пирометрии в динамическом взрывном эксперименте. Изложены принцип работы методики, варианты реализации, достижимые параметры. Кратко описаны способ калибровки, способ выделения спектрального интервала, способ расширения динамического диапазона. Приведены оценки достижимых диапазонов измеряемых температур, ограниченных снизу шумами осциллографа или усилителя сигнала. Предложен способ расчета излучения объекта, состоящего из слоев с отражениями на границах. Приведены основные выражения для обработки сигналов с целью расчета цифровой и яркостной температур.

1. ВВЕДЕНИЕ

Методика скоростной пирометрии развивалась и применяется в отделе экстремальных состояний вещества ИПХФ РАН (ныне ФИЦ ПХФ и МХ РАН) длительное время. Разработка методики поддерживалась Фортовым. В работе [1] указывалось, что "температура T_0 разгруженного до низких ($p_0 \sim 0$) давлений вещества является, по-видимому, наиболее удобной для экспериментального определения термодинамической характеристикой". Большое внимание развитию методики уделял Терновой. Обзор проведения научных исследований Фортовым и в том числе Терновым в ИПХФ РАН изложен в работе [2]. Преимуществами методики являются бесконтактность, дистанционность и быстроедействие. В основе методов пирометрии лежит тот факт, что распределение мощности излучения, находящегося в равновесии с телом с определенной

температурой, может быть описано универсальной формулой [3]. Временное разрешение, необходимое во многих взрывных экспериментах, лежит в диапазоне единиц наносекунд. Развита в ИПХФ методика применялась также в экспериментах с пучками тяжелых ионов в GSI (Darmstadt) [4, 5].

Характерной особенностью взрывного эксперимента является то, что он планируется как одиночный или в виде короткой серии из нескольких, редко повторяемых экспериментов. Необходимо заранее установить диапазоны записи приборов для регистрации, обеспечивающие полный охват экспериментального сигнала. Интересующий временной интервал регистрации имеет характерную длительность около 1 мкс. Выбирается способ запуска аппаратуры, который гарантирует практически 100-процентное ожидание запуска в нужный момент. Оптические элементы, элементы электрических схем и подходящие к сборке световоды и кабели, расположенные ближе двух метров от экспериментальной сборки, обычно повреждаются или уничтожаются.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

Методика основана на сравнении мощности излучения объекта и эталонного источника света при эквивалентном способе освещения детектора. Используется стабильный эталонный источник с распределением мощности излучения по спектру, описываемым как несложная функция от излучения черного тела с известной температурой. Размеры эталонного источника и исследуемого объекта должны быть такими, чтобы полностью перекрывать поле зрения пирометра. Для этого на практике излучающая площадка источника эталонного света должна иметь размеры более 2×2 мм². Мощность излучения должна быть непрерывно распределена по всей интересующей спектральной области. Телесный угол излучения должен быть около 1 ср. Фотоприемник должен быть линейным, т. е. его отклик на сумму двух сигналов должен быть равен сумме откликов на каждый сигнал.

Дистанционность измерений достигается применением световода необходимой длины, обычно от 10 до 100 м. Для передачи достаточного количества света применим, например, кварцевый световод с диаметром сердцевины около 400 мкм. Применяемые волокна марки FT400EMT имеют числовую апертуру 0.39, что соответствует углу раствора конуса света, входящего в световод или выходящего из него, равному 46° . Поскольку ударная волна в исследуемых мишенях может иметь заметный радиус кривизны и наклон к плоскости мишени, угол зрения световода желательно максимально ограничить, что уменьшает также и полезный сигнал, и ухудшает условия измерения. Практически применяется цилиндрическая насадка на световод из непрозрачного материала.

Внутренний диаметр насадки 0.8–1.0 мм, внешний диаметр примерно 5 мм, длина примерно 20 мм. Световод крепится к насадке эпоксидным клеем или пиццеином так, что торец световода углублен на 3–7 мм в насадку. Насадка образует диафрагму, ограничивающую поле зрения световода.

В качестве эталона в ФИЦ ПХФ и МХ РАН успешно используется лампа накаливания с телом накаливания в виде вольфрамовой ленты шириной около 2 мм. Для питания применяется стабилизированный источник постоянного тока силой 20 А. С помощью пирометра с исчезающей нитью ЭОП-66 найдено, что температура ленты составляет 2700 К. Используются данные о степени черноты вольфрама [6] и методика измерения температуры вольфрама [7]. Для эквивалентности освещения эталонный источник и измеряемый объект должны полностью перекрывать поле зрения пирометра. Для этого поле зрения пирометра ограничивается описанной выше диафрагмой. На рис. 1 показана оптическая схема освещения световода эталонной лампой и светом мишени.

Рис. 1.а – Схема освещения световода эталонной лампой

В случае освещения световода мишенью (рис. 1б) мишень перекрывает все поле зрения световода. В экспериментах расстояние между цилиндрической диафрагмой 5 и мишенью 7, обозначенное как x , изменяется, мишень приближается к световоду, но яркость объекта не зависит от расстояния x . При калибровке световод 6 с диафрагмой 5 не может располагаться вблизи ленты лампы накаливания 2 и используются линзы конденсора 3, 4 для переноса изображения ленты 2 в плоскость диафрагмы 5 (рис. 1а). Для корректной калибровки внутренний диаметр диафрагмы должен быть таким, чтобы при обратном ходе лучей (от световода к лампе) каждый луч, выходящий из световода, заканчивался на ленте лампы накаливания (лучи r и r'). В этом случае обеспечивается тождественность освещения световода эталонной лампой и мишенью.

3. ОГРАНИЧЕНИЯ МЕТОДА

Согласно закону смещения Вина, максимум излучения черного тела приходится на длину волны $\lambda_m = 2898/T$, где λ_m – длина волны, выраженная в микрометрах, а T – температура в Кельвинах. С уменьшением длины волны мощность излучения резко падает. Пусть в измерениях применяется осциллограф с полосой пропускания 2 ГГц и входным сопротивлением 50 Ом. Среднеквадратичное напряжение теплового шума входного сопротивления составит $e = \sqrt{4\pi RkTB} = 40$ мкВ, где B – полоса пропускания, $T = 290$ К – температура среды, $R = 50$ Ом, k – постоянная Больцмана. В осциллографе

примерно такой же шум вносит усилитель, и реальная величина входного шума составляет примерно 100 мкВ.

Площадь торца световода диаметром 400 мкм равна 0.126 мм^2 . При типичной чувствительности кремниевого фотодиода 0.5 А/Вт сигнал амплитудой 100 мкВ наблюдается при мощности света 4 мкВт. Пусть световод воспринимает поток в телесном угле 1 ср, и ширина спектрального фильтра равна 10 нм при длине волны 650 нм. Для этих параметров, согласно формуле Планка, при температуре тела менее 1746 К сигнал "утонет" в шуме. Пусть полоса пропускания сигнала равна 100 МГц (время нарастания $\tau \approx 3 \text{ нс}$) и спектральная ширина фильтра равна 40 нм. Полезный сигнал при этом сравнивается с уровнем шума при температуре 1400 К. Приведенные оценки не учитывают ограничение телесного угла на входе световода и потери света при передаче света от световода на детектор, с учетом которых минимальный регистрируемый уровень температуры тела смещается в сторону больших значений.

При необходимости зарегистрировать температуры около 1000 К, когда мощность излучения примерно на три порядка меньше, может быть применен следующий прием: относительно дешевый фотодиод, например SFH203 (Osram), размещается на сборке вблизи мишени, и сигнал подается на осциллограф по кабелю. Фотодиод воспринимает излучение во всем интервале чувствительности и в широком телесном угле без потерь, связанных с входной апертурой световода; отношение сигнал/шум остается удовлетворительным для низких температур. Временное разрешение фотодиода составляет примерно 5 нс. Фотодиод уничтожается в эксперименте.

В работе [8] для измерения температур 800–1400 К на взрывной сборке располагался уничтожаемый фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). При использовании скоростных детекторов ограничение времени нарастания сигнала может быть вызвано модовой и материальной дисперсиями в волокне. Полоса пропускания световода на единицу длины [9] обычно приводится производителем световода. Для световода с диаметром сердцевины 400 мкм типа FT400EMT (Thorlabs) полоса пропускания составляет 13 МГц·км при длине волны 820 нм.

4. ФОТОПРИЕМНИКИ

В видимой и ближней инфракрасной областях спектра и в полосе частот примерно 100 МГц для преобразования светового потока в электрический ток в основном применяются фотодиоды и ФЭУ. Скорость отклика на световой сигнал у фотодиодов зависит от площади фотоприемной области с ее увеличением из-за роста емкости. При диаметре фотоприемной площадки 1 мм время нарастания сигнала достигает 1 нс у

хороших фотоприемников (FDS010, Thorlabs) и примерно 5 нс у массово производимых фотодиодов (SFH203, Osram). В области длин волн 400–1100 нм применимы кремниевые p–i–n-фотодиоды. В области ИК-длин волн 1100–1700 нм применимы InGaAs-фотодиоды. Для фотоприемника S5973 (Hamamatsu) диаметр фотоприемной площадки составляет 0.4 мм и достигается время нарастания около 300 пс. Фотоприемники с малой площадью более подходят для измерения температур выше примерно 5000 К из-за снижения воспринимаемого количества светового потока при уменьшении площади. Фотодиоды используются при рекомендованном напряжении обратного смещения в фотодиодном режиме, чем обеспечиваются быстродействие и линейность. В фотодиодном режиме фотодиод во многих случаях с хорошей точностью представим как генератор тока, пропорционального освещенности, в широком диапазоне (несколько порядков) изменения освещенности. Ток фотодиодов либо регистрируется на нагрузке 50 Ом, либо подается на усилитель, обычно трансимпедансный. Сопротивление нагрузки – основной параметр, определяющий скорость отклика фотоприемника как $\tau = RC$, где C – емкость фотоприемника в сумме с емкостью входной цепи схемы (либо осциллографа). Поскольку фотодиод работает практически как идеальный генератор тока, полезный сигнал также пропорционален сопротивлению нагрузки, величина которого выбирается как компромисс между быстродействием и амплитудой сигнала. Входное сопротивление трансимпедансного усилителя низкое из-за отрицательной обратной связи в схеме. При этом выходной сигнал пропорционален величине сопротивления в цепи обратной связи, равной примерно 10 кОм. При таком включении удачно сочетаются низкое входное сопротивление и большое сопротивление обратной связи, на котором ток фотодиода формирует напряжение.

В сравнении с твердотельными фотоприемниками ФЭУ несколько проигрывают по быстродействию, менее линейны, обладают большей чувствительностью, но плохо воспроизводят длительные сигналы при низкоомной (50 Ом) нагрузке. Способ калибровки ФЭУ с помощью непрерывного источника света (лампы накаливания) описан в работе [10].

Мы первоначально разработали фотоприемники, описанные в работе [11]. Они были выполнены на дискретных элементах. За счет емкостной коррекции амплитудно-частотной характеристики уровень шума был снижен в два раза. Использувавшиеся в то время аналоговые и цифровые осциллографы были несовершенны, и был необходим фотоприемник с большим уровнем выходного сигнала при времени нарастания сигнала около 3 нс. Пирометры с описанными детекторами применялись в работах [12, 13].

Хорошо зарекомендовала себя схема на дискретных элементах с высоким входным сопротивлением и компенсацией входных емкостей, показанная на рис. 2. Пять фотодиодов по указанной схеме располагались у выходного порта светосильного монохроматора МДР-2 с удаленной выходной щелью, и выходные сигналы регистрировались пятью аналого-цифровыми преобразователями (20 МГц) в конструктиве САМАС. На схеме L_1 – отрезок кабеля 50 Ом длиной около 10 см от места расположения фотодиода до места расположения платы повторителя сигнала. Переключатель S_1 – это герконы, переключающие нагрузку фотодиода в пяти каналах. Высокое сопротивление R_2 использовалось для записи сигналов калибровки по лампе накаливания. Сопротивление R_1 включалось в опыте при записи сигналов от плазмы. Пропорциональность сигнала сопротивлению нагрузки выполнялась из-за подобия фотодиода генератору тока. Фотодиодом служил один из диодов открытой оптопары АОД111А. Обеспечивалось время нарастания примерно до 50 нс при резисторе нагрузки на входе 7.5 кОм. Были зарегистрированы спектры ксеноновой плазмы с примесью алюминия [14].

Рис. 2. Схема повторителя с компенсацией емкостей.

Позже в основном применялись фотодиоды с трансимпедансными усилителями на интегральных операционных усилителях (ОУ). На рис. 3 показана типичная схема на ОУ ОРА847, имеющем напряжение входного шума $0.85 \text{ нВ} \cdot \text{Гц}^{1/2}$ и полосу пропускания 3.9 ГГц. Схема близка к схеме фотодиода, рекомендованного в описании микросхемы [15]. Выход схемы подключается к нагрузке 50 Ом. Сопротивление R определяет величину выходного сигнала устройства $U = -R \cdot I_d / 2$, где I_d – ток фотодиода, втекающий в схему. Половина выходного напряжения операционного усилителя падает на резисторе R_1 , который приближает выходное сопротивление усилителя к величине волнового сопротивления кабеля, равного 50 Ом, и увеличивает сопротивление нагрузки ОУ до 100 Ом.

Рис. 3. Трансимпедансный усилитель.

Емкость C корректирует подъем амплитудно-частотной характеристики у верхней границы полосы пропускания, который вызван емкостью фотодиода. Величина $C \approx 0.1\text{--}1$ пФ. Величина C определяется уравнением [15]

$$\frac{1}{2\pi RC} = 2 \sqrt{\frac{\text{GBP}}{4\pi RC_d}}$$

где GBP – произведение усиления ОУ на полосу, C_d – емкость фотодиода. Применить рассчитанное значение столь малой емкости в схеме в виде дискретного элемента не всегда возможно, так как величина сравнима с конструкционными емкостями, и для достаточно больших R добавлять емкость C не требуется. Конструктивно емкость C может быть образована двумя проводниками длиной около 5 мм, расположенными на расстоянии несколько миллиметров, и необходим ее подбор.

На рис. 4 показана зависимость уровня шума на выходе схемы (рис. 3) от величины резистора обратной связи. Из измеренного уровня шума вычитался входной шум собственно осциллографа MSO56 (Tektronix) с подключенным ко входу резистором 50 Ом. Величина шума осциллографа с подключенной нагрузкой равна 165 мкВ. Расчет параметров схемы проведен в программе LTSpice [16]. Выходной шум зависит от резистора отрицательной обратной связи R и от емкости C . Измерение и расчет шума выполнены в полосе частот 150 МГц. Увеличение резистора R улучшает отношение сигнал/шум, но увеличивает время нарастания сигнала, достигающее примерно 20 нс при $R = 51$ кОм.

Рис. 4. Зависимость среднеквадратичного уровня шума от величины резистора

Входные усилители современных осциллографов хорошо спроектированы и позволяют регистрировать сигналы с малой амплитудой в широкой полосе частот. В ряде задач для ярких источников излучения применима регистрация токового сигнала фотодиода без усилителя непосредственно на входном сопротивлении осциллографа. Схема включения фотодиода проста (рис. 5).

Рис. 5. Подключение фотоприемника без усилителя к входу осциллографа.

Для указанного фотоприемника S5973 (Hamamatsu) обеспечивается время нарастания сигнала примерно 300 пс. Сигнал свечения при выходе ударной волны на поверхность медной мишени при давлении ударного сжатия около 250 ГПа показан на рис. 6. Температура разгруженной меди для $t \geq 25$ нс составляет примерно 2200 К.

Рис. 6. Сигнал выхода фронта ударной волны на поверхность мишени

Сигнал для регистрации поступал на фотодетектор через систему линз без световода от площадки диаметром 0.4 мм. Время нарастания сигнала около 2 нс в показанном опыте задано случайным наклоном фронта ударной волны по отношению к плоскости мишени. Минимальное время нарастания, полученное в аналогичных опытах, составило

примерно 350 пс. Пирометры с фотодиодами, включенными по схеме рис. 5, применялись в работах [17, 18].

5. ВЫДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ УЧАСТКОВ

Выбор ширины спектрального участка для регистрации определяется, в основном, яркостью исследуемого источника света. В диапазоне температур 1800–2500 К применимы устройства с регистрацией во всем спектре или в полосах с шириной около 100 нм. В диапазоне температур 2000–3500 К применимо выделение участков спектра около 40 нм. Для больших температур спектральные полосы могут быть сужены до 10 нм. Приведены примерные значения для устройств с временным разрешением около 1 нс и полупроводниковыми детекторами. Ширина фильтра для устройств с ФЭУ может быть равна примерно 10 нм.

Для выделения спектральных полос предпочтительны светосильные оптические схемы. Хорошо зарекомендовало себя выделение полос с помощью интерференционных фильтров. Элемент оптической схемы показан на рис. 7, где S – это источник света, например торец световода. Спектр излучателя S условно показан на графике буквой “I”. Линза L формирует параллельный пучок света, направленный на фильтр F. Фильтр выделяет некоторую полосу спектра, условно показанную на графике буквой “T”, и отражает остальную часть спектра, показанную на графике буквой “R”. Каскад из ряда таких элементов образует светосильный полихроматор. Пятиканальный пирометр с данной оптической схемой применялся в изучении WDM (Warm Dense Matter) в GSI [19]. Использовались светофильтры диаметром 25 мм. Фильтры в данной конструкции устанавливаются под углом примерно 7° к оси пучка света, из-за чего центральная длина волны фильтра смещается на величину около 1 нм в коротковолновую сторону [9]. Для деления спектра на две широкие полосы вместо интерференционного фильтра возможно применение дихроического фильтра.

Рис. 7. Выделение спектрального интервала с помощью интерференционного фильтра.

6. КАЛИБРОВКА

При калибровке для увеличения точности применяется усреднение периодического сигнала. Если применяется непрерывно излучающая лампа накаливания, то перед световодом устанавливается диск обтюлятора. Усреднение позволяет калиброваться даже при сигналах калибровки около 10 мкВ, так как уровень шума пропорционален $1/n^{1/2}$, где n – число усреднений. При калибровке фотодиодного детектора по схеме рис. 5 сигнал можно увеличивать, включая большие сопротивления нагрузки и пересчитывая потом

сигнал калибровки на величину сопротивления нагрузки 50 Ом, применяемую в эксперименте. В некоторых случаях для калибровки удобно использовать компактные импульсные источники света, такие как лампы-вспышки и мощные светодиоды, предварительно откалибровав их по стандартной лампе накаливания. При калибровке по слабому оптическому сигналу с усреднением световой сигнал должен сопровождаться синхроимпульсом.

7. РАСШИРИТЕЛЬ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

Изменение температуры объекта в относительно небольшом диапазоне может сопровождаться изменением мощности излучения на порядки. Аналого-цифровые преобразователи скоростных осциллографов восьмиразрядные, и они не обеспечивают широкий динамический диапазон регистрации. Был разработан расширитель динамического диапазона для записи расширенного диапазона сигналов, представляющий собой пассивное резистивное устройство с одним входом и тремя выходами (рис. 8).

Рис. 8. Расширитель динамического диапазона.

Устройство выполнено как конструкция с четырьмя разъемами BNC. К входному разъему подключается ФЭУ или полупроводниковый детектор, а три выходных разъема подключаются к трем входам осциллографа кабелями равной длины. От входного разъема на *Выход 2* сигнал передается с коэффициентом 0,9, а на *Выход 1* и *Выход 3* – с коэффициентом 0,9/21.

Если установить диапазон измеряемых амплитуд осциллографа по *Выходу 2* равным U (Вольт), диапазон по *Выходу 1* равным $U/2$, а диапазон по *Выходу 3* равным $5U/2$, то записываемые диапазоны по каналам осциллографа будут следующими:

Выход 2: U ,

Выход 1: примерно $10U$,

Выход 3: примерно $50U$,

что значительно расширит динамический диапазон. Например, если чувствительность канала CH_2 составляет 20 мВ/дел, а диапазон сигнала равен 200 мВ, то диапазон сигнала канала CH_1 равен 2000 мВ, а диапазон сигнала канала CH_3 составляет 10 В.

Расширитель выполняется на печатной плате с соединительными дорожками с волновым сопротивлением 50 Ом. Резисторы типа SMD малоиндуктивные. Входное сопротивление равно 50 Ом. Каналы согласованы во времени с субнаносекундной

точностью. Объединение трех осциллограмм в одну с бóльшим динамическим диапазоном выполняется программно.

8. ТОЧНОСТЬ

Для описания точности измерений можно рассмотреть конкретный пример измерений выхода ударной волны на поверхность медной мишени. Применялся одноканальный пирометр с волоконным подводом излучения мишени. Использовался фотодиод типа FDS010 (Thorlabs). Выделялся широкий участок спектра, определяемый стеклянным фильтром КС-19 и кривой чувствительности фотодиода. По уровню 10% область чувствительности от 690 нм до 1020 нм. При калибровке от вольфрамовой лампы накаливания величина сигнала была примерно равна $(3.5 \pm 5.5 \cdot 10^{-6})$ мВ. В эксперименте сигнал находился в диапазоне от 0 до 0.8 В, а расчетная температура достигала примерно 7300 К. На рис. 9 показан экспериментальный сигнал, а на рис. 10 – относительные ошибки для данного эксперимента.

Рис. 9. Сигнал при выходе ударной волны на поверхность медной мишени

До момента времени $t = 0$ на рис. 9 для сигнала температуры наблюдается шумовая дорожка. В момент выхода ударной волны на поверхность мишени записывается температура около 2100 К до $t \approx 250$ нс. На этом интервале разгруженная мишень летит в вакууме. Далее происходит столкновение в первую очередь микрочастиц, вылетевших с поверхности мишени, с прозрачной преградой в виде кварцевого окна вакуумируемой сборки. На осциллограмме (кривая 2 на рис. 9) на интервале 0–250 нс сигнал в линейном масштабе неразличим.

На рис. 10 показана относительная ошибка измерения в зависимости от температуры. Случайная ошибка калибровки вносит вклад менее 0.06% и не учитывается. Шум сигнала (кривая 1 на рис. 10) в основном является цифровым шумом осциллографа. Немонотонное поведение шума вызвано тем, что для расширения динамического диапазона для записи и низких, и относительно высоких температур одновременно используются несколько диапазонов чувствительности осциллографа так, как это описано в разд. 7. Систематическая ошибка (2) приведена для случая, когда неопределенность температуры вольфрамовой лампы составляет ± 50 К.

Рис. 10. Относительные ошибки

9. ПАРАМЕТРЫ ОСЦИЛЛОГРАФА

Параметры канала современного осциллографа MSO56 (Tektronix) в варианте полосы пропускания 2 ГГц приведены в табл. 1.

Таблица 1. Полоса пропускания и шум осциллографа

Диапазон, мВ/дел	Полоса, МГц	Среднеквадратичный шум, мВ
1	175	0.0705
2	350	0.1168
5	1500	0.3334
10	2000	0.5096
20	2000	0.8779
50	2000	2.106
100	2000	5.074
200	2000	8.828
500	2000	20.83
1000	2000	35.68

Для диапазонов свыше 2 мВ/дел преобладает шум амплитудно-цифрового преобразования, растущий с увеличением диапазона регистрации сигнала.

10. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ДЕТЕКТОРОВ БЕЗ УСИЛЕНИЯ И С УСИЛЕНИЕМ

В представленной ниже табл. 2 приведены для сравнения основные параметры двух пирометрических каналов, один с фотодиодом FDS010 (Thorlabs) без усиления, по схеме на рис. 5, при смещении 10 В, и второй — по схеме рис. 3, с фотодиодом SFH203 (Osram). В ячейках с двойной рамкой приведены измеренные значения сигнала калибровки от вольфрамовой лампы накаливания с температурой 2700 К. Остальные приведенные параметры рассчитаны. Для канала без усилителя считалось, что нижняя граница диапазона сигнала равна $\sigma = 100$ мкВ, где величина σ определяется величиной среднеквадратичного шума осциллографа. Верхняя граница сигнала задана напряжением смещения фотодиода (примерно 10 В). Рассматривалось выделение спектра интерфильтром с полосой пропускания 10 нм, 40 нм, стеклянным фильтром КС19, пропускающим спектр с $\lambda > 685$ нм, и без фильтра.

Таблица 2. Диапазоны измерения пирометров

Оптические фильтры	Фотодиод FDS010 без усилителя		Фотодиод SFH203 + усилитель	
	Калибровка, мВ	Диапазон, К	Калибровка, мВ	Диапазон, К
10 нм (850 нм)	0.48	1920–270620	3.5	1970–15230
40 нм (850 нм)	1.8	1670–78390	12.98	1710–7870
КС19	3.5	1580–35280	87.3	1390–4300
нет фильтра	5.4	1550–12640	115.6	1380–3870

Для канала с усилителем принималось, что $\sigma = 0.98$ мВ, а максимальная амплитуда сигнала равна уменьшенной в два раза амплитуде выходного сигнала ОУ и составляет примерно 2.3 В. Сопротивление в цепи обратной связи 15 кОм.

Применение усилителя повышает чувствительность, но сильно сужает динамический диапазон сигнала и, следовательно, ограничивает область измеряемых температур. Если среднее значение сигнала детектора на величину σ больше нулевого значения, то 15.9% оцифрованных точек оказываются в области отрицательных значений, для которых температура не определена. Это большой уровень шума. Для отклонения 2σ в нефизической области отрицательных значений оказывается доля в 2.3% сигнала, для 3σ доля ошибочных сигналов равна 0.15%. Для допустимой ошибки 3σ нижняя граница диапазонов измерения в табл. 2 должна быть увеличена примерно на 200 К.

11. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Согласно работе [3], спектральная плотность яркости черного тела определяется формулой

$$P(T, \lambda) \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \cdot \text{ср}} \right] = \frac{2c^2h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{ch/\lambda kT} - 1}.$$

Рассмотрим одноканальный пирометр с узкой спектральной полосой. Спектральную полосу можно считать узкой, если функция $P(T, \lambda)$ слабо меняется в пределах полосы пропускания фильтра. Может быть записана следующая система уравнений:

$$\begin{cases} U_c = A\varepsilon P(T_c, \lambda), \\ U(t) = AP(T(t), \lambda). \end{cases}$$

Первое уравнение предназначено для сигнала калибровки, второе – для регистрируемого сигнала; A – приборная константа, ε – степень черноты вольфрама [5], λ – центральная

длина волны узкополосного фильтра. Во втором уравнении принято, что степень черноты объекта равна единице. Такое предположение можно сделать, так как зависимость сигнала от температуры нелинейна, а степень черноты входит в уравнение лишь в первой степени. Степень черноты может быть добавлена во второе уравнение как множитель, если она известна из дополнительных измерений.

При решении системы получается зависимость $T(t)$ – температуры, называемой яркостной, так как яркость объекта равна яркости черного тела с температурой T . В случае широкой полосы чувствительности применимы следующие уравнения:

$$\begin{cases} U_c = A\varepsilon \int S(\lambda)P(T_c, \lambda)d\lambda, \\ U(t) = A \int S(\lambda)P(T(t), \lambda)d\lambda, \end{cases}$$

$S(\lambda)$ – спектральная чувствительность прибора. Уравнения решаются численно, и также получается зависимость яркостной температуры от времени.

Для двухканального пирометра записываются аналогичные уравнения для каждого из каналов. Уравнения для экспериментальных сигналов объединяются в систему

$$\begin{cases} U_1(t) = \varepsilon_1 A_1 P(T(t), \lambda_1), \\ U_2(t) = \varepsilon_2 A_2 P(T(t), \lambda_2). \end{cases}$$

Константы A_1, A_2 известны из калибровочных уравнений. Для решения должны быть сделаны предположения относительно $\varepsilon_1, \varepsilon_2$. Для черного тела $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$. Для серого тела $0 < \varepsilon_1 = \varepsilon_2 < 1$. Неизвестны две величины: $\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2$ и $T(t)$. Система решается относительно этих величин, и в результате определяется $T(t)$ – уже как цветовая температура – и дополнительно определяется степень черноты $\varepsilon(t)$. Цветовая температура описывает положение максимума в распределении Планка, но не описывает абсолютные яркости объекта. Положение максимума обратно пропорционально температуре в шкале длин волн. В приведенном расчете совпадают и яркостная, и цветовая температуры. Расчет легко обобщается на широкие спектральные полосы $S_1(\lambda)$ и $S_2(\lambda)$ двухполосного пирометра. Система не имеет решений при $U_2/U_1 > (\lambda_2/\lambda_1)^4$ при $\lambda_2 > \lambda_1$.

Для трехполосной, многополосной систем и систем с записью полного спектра обработка заключается в приближении данных функцией $\varepsilon P(T, \lambda)$ методом наименьших квадратов. Подбираются два параметра: ε как степень черноты и T как цветовая температура в каждый момент времени [10].

Двухполосная и многополосные схемы измерения применимы для измерения температуры малых объектов, таких как горячие точки или ансамбль горячих частиц. Набор малых объектов не перекрывает все поле зрения пирометра. В результате

яркостные температуры в каждом канале пирометра ниже температуры горячих объектов. Цветовая температура описывает температуру частиц или горячих точек, а параметр ε – их относительную площадь в поле зрения пирометра.

12. УЧЕТ ОДНОКРАТНОГО И МНОГОКРАТНОГО ОТРАЖЕНИЙ

Распространяясь и пересекая границы оптических элементов, свет испытывает отражение при ступенчатом изменении показателя преломления. От границы стекло–воздух, согласно формулам Френеля, при типичном показателе преломления стекла $n \approx 1.5$ отражается 4% света. При калибровке ленточной лампы накаливания учитывается отражение двух поверхностей оптического окна лампы и четырех поверхностей линз конденсора [7]. Для измерений в широком диапазоне длин волн желательно учитывать зависимость показателя преломления оптического элемента и от длины волны $n(\lambda)$.

В работах [17, 18] ударная волна распространялась в кремнии, для которого в области прозрачности $\lambda > 1$ мкм $n \approx 3.5$. Для этих параметров коэффициент отражения от границы кремний–воздух $R \approx 0.32$, и возможно возникновение многократного отражения в оптическом слое, схематически показанное на рис. 11.

Рис. 11. Распространение ударной волны в кремнии

Предположим, что интенсивность излучения ударной волны в кремнии, если она излучает как черное тело, равна I_0 , а с учетом степени черноты ударной волны излучается мощность $\varepsilon \cdot I_0$. Часть отражается от поверхности 2, возвращается к ударной волне как I_2 и вносит вклад в излучение, показанный на рисунке как I_3 . Для расчета мощности I_0 по измеряемой величине I_3 следует рассмотреть установившиеся потоки излучения I_1 и I_2 , для которых верна следующая система уравнений:

$$\begin{cases} I_1 = I_0 \varepsilon + I_2(1 - \varepsilon), \\ I_3 = I_1(1 - R), \\ I_2 = I_1 R. \end{cases}$$

Система уравнений описывает прохождение и отражение установившихся потоков через границы. Результат решения определяется формулой

$$I_0 = I_3 \frac{1 - R + \varepsilon R}{\varepsilon(1 - R)}.$$

При $\varepsilon = 1$

$$I_0 = I_3 \frac{1}{1 - R}.$$

Аналогично решаются задачи с большим количеством многократно отражающих слоев.

13. ВЫБОР ТИПА СВЕТОВОДА

При проведении экспериментов с охлаждением сборки до криогенных температур [20, 21], таких как температура жидкого азота, волокно с полимерной оболочкой неприменимо, так как коэффициент пропускания света волокном резко уменьшается из-за отслаивания полимерной оболочки. Для кварц-полимерного волокна FT400EMT диапазон рабочих температур составляет от -65 до 135 °С. Поэтому использовались или кварц-кварцевый световод марки FG365LEC (Thorlabs, диаметр сердцевины 365 мкм), или кварц-кварцевый световод в оболочке из меди (диаметр сердцевины 400 мкм), аналогичный световоду марки ОК (ОКМ) – Cu [22], оба с числовой апертурой 0.22. Медная оболочка дополнительно придает световоду механическую прочность и позволяет крепить его при помощи пайки обычным припоем вместо клея, что особенно надежно при криогенных температурах.

Мощность излучения во взрывных сборках может быть столь велика, что излучение вызывает испарение поверхностного слоя материалов в сборке [23]. По оценкам, при температуре излучателя менее 10000 К, времени воздействия менее 1 мкс и при диафрагме на входе волокна, ограничивающей телесный угол величиной 0.1 ср, нагрев полимерных частей световода составляет около 100 К. Для больших температур излучателя и больших временных интервалов воздействия необходимо дополнительное ограничение светового потока на входе в световод.

14. ВЫВОДЫ

Регистрация оптических сигналов быстропротекающего процесса – один из способов, а часто и единственный, получения информации о процессе с высокой плотностью энергии в веществе. Применение пирометрического метода к обработке результатов оптических измерений восстанавливает информацию о важном термодинамическом параметре процесса – температуре вещества. Параметры измерительной системы – чувствительность, временное разрешение, динамический диапазон – противоречивы, и их набор оптимизируется применительно к конкретным объектам измерения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания № 124020600049-8.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фортвов В.Е., Дремин А.Н.* // ФГВ. 1973. № 5. С. 743. <https://doi.org/10.1007/BF00742896>.
2. *Минцев В.Б.* // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. №. 6. С. 885. <https://doi.org/10.31857/S0040364421060156>.
3. *Planck M.* // Ann. Phys. 1901. V. 4. P. 553. <https://doi.org/10.1002/andp.19013090310>.
4. *Mintsev V.B., Gryaznov V.K., Kulish M.I., Fortov V.E.* // Contrib. Plasma Phys. 2001. V. 41. №. 2–3. P. 119. [https://doi.org/10.1002/1521-3986\(200103\)41:2/3<119::AID-STPP119>3.0.CO;2-4](https://doi.org/10.1002/1521-3986(200103)41:2/3<119::AID-STPP119>3.0.CO;2-4).
5. *Varentsov D., Ternovoi V. Y., Kulish M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2007. V. 577. №. 1–2. P. 262. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.02.060>.
6. *De Vos J.C.* // Physica. 1954. V. 20. №. 7–12. P. 690. [https://doi.org/10.1016/S0031-8914\(54\)80182-0](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(54)80182-0).
7. *Мальшиев В.И.* Введение в экспериментальную спектроскопию: учебное пособие для физических специальностей вузов. Москва: Наука, 1979.
8. *Taylor J. W.* // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. P. 2727. <https://doi.org/10.1063/1.1729799>.
9. *Smith W.J.* Modern optical engineering: the design of optical systems. New York, San Francisco, Washington D.C.: McGraw-Hill, 2008.
10. *Gordon E.B., Kulish M.I., Karabulin A.V. et al.* // J. Quant. Spectr. Rad. Transf. 2019. V. 222. P. 180. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2018.10.015>.
11. *Дьячков И.А., Кулиш М.И., Филимонов А.С.* // ПТЭ. 1995. Т. 38. № 2. С. 84.
12. *Ternovoi V.Ya., Fortov V.E., Kvitov S.V., Nikolaev D.N.* // AIP Conference Proceed. 1996. V. 370. №. 1. P. 81. <http://dx.doi.org/10.1063/1.50610>
13. *Nikolaev D.N., Ternovoi V.Ya., Pyalling A.A., Filimonov A.S.* // Int. J. Thermophys. 2002. V. 23. P. 1311. <https://doi.org/10.1023/A:1019860808227>.
14. *Кулиш М. И., Грязнов В. К., Квитов С. В. и др.* // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33. №. 6. С. 967.
15. OPA847 Wideband, ultra-low noise, voltage feedback operational amplifier with shutdown // Texas Instruments URL: https://www.ti.com/product/OPA847?keyMatch=OPA847&tisearch=universal_search&usecase=GPN-ALT (дата обращения: 25.05.2025).
16. LTspice // Analog Devices URL: <https://www.analog.com/en/resources/design-tools-and-calculators/ltspice-simulator.html> (дата обращения: 25.05.2025).
17. *Кулиш М. И., Минцев В. Б., Дудин С. В. и др.* // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. №. 6. С. 865. <https://doi.org/10.31857/S0040364421060119>.

18. Николаев Д.Н., Кулиш М.И., Дудин С.В. *et al.* // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. №. 6. С. 860. <https://doi.org/10.31857/S0040364421060168>.
19. Ni P. A., Kulish M. I., Mintsev V. *et al.* // Laser and Particle Beams. 2008. V. 26. №. 4. P. 583. <https://doi.org/10.1017/S0263034608000645>.
20. Nikolaev D., Pyalling A., Kvitov S., Fortov V. // AIP Conference Proceed. 2012. V. 1426. P. 925. <https://doi.org/10.1063/1.3686429>.
21. Фортвов В. Е. , Ваулина О. С., Петров О.Ф. и др. // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. С. 288.
22. Волокно оптическое с медным покрытием (High and Low OH) URL: https://for-photonics.ru/ru/fibers_and_cables/Cu_coated_fibers/1/36/ (дата обращения: 03.07.2025).
23. Цикулин М.А., Попов Е.Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. Москва: Наука, 1977.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** **а** – Схема освещения световода эталонной лампой: 1 – лампа, 2 – лента накаливания, 3, 4 – конденсорные линзы, 5 – цилиндрическая диафрагма, 6 – световод. **б** – Схема освещения световода мишенью 7.
- Рис. 2.** Схема повторителя с компенсацией емкостей.
- Рис. 3.** Трансимпедансный усилитель.
- Рис. 4.** Зависимость среднеквадратичного уровня шума от величины резистора обратной связи R : 1 – измерение, 2 – расчет при $C = 0.2$ пФ, 3 – расчет при $C = 0.02$ пФ. На вставке приведен вид сигнала шума при $R = 51$ кОм и указаны уровни среднеквадратичного отклонения $\pm\sigma$.
- Рис. 5.** Подключение фотоприемника без усилителя к входу осциллографа.
- Рис. 6.** Сигнал выхода фронта ударной волны на поверхность мишени (1) и тестовый сигнал от импульсного оптического генератора (2).
- Рис. 7.** Выделение спектрального интервала с помощью интерференционного фильтра.
- Рис. 8.** Расширитель динамического диапазона.
- Рис. 9.** Сигнал при выходе ударной волны на поверхность медной мишени: 1 – температура, 2 – сигнал.
- Рис. 10.** Относительные ошибки: 1 – случайная ошибка (шум сигнала осциллографа), 2 – возможная систематическая ошибка при неопределенности температуры эталонной лампы 50 К, 3 – суммарная ошибка.
- Рис. 11.** Распространение ударной волны в кремнии (одноволновая конфигурация [18]): 1 – граница ударной волны; 2 – граница образца кремния. Заштрихована область ударно-сжатого вещества; R – коэффициент отражения границы кремниевого образца, ε – степень черноты ударной волны. Стрелка показывает направление массовой скорости U .

цифры и лат буквы – курсив

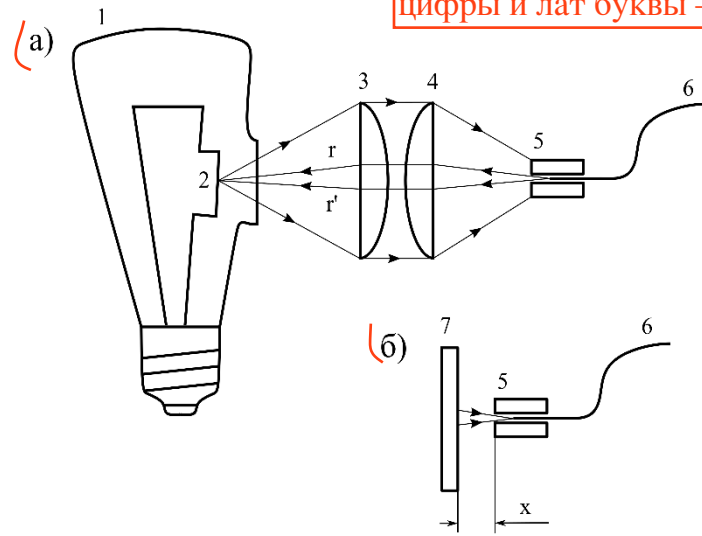


Рис. 1.

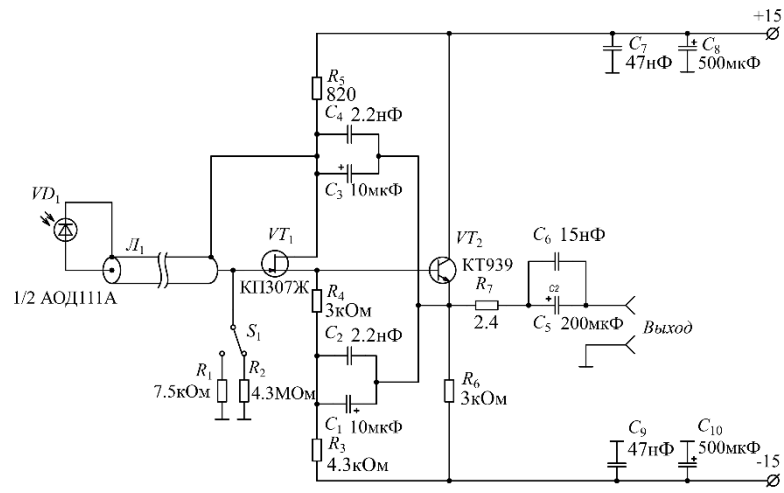


Рис. 2.

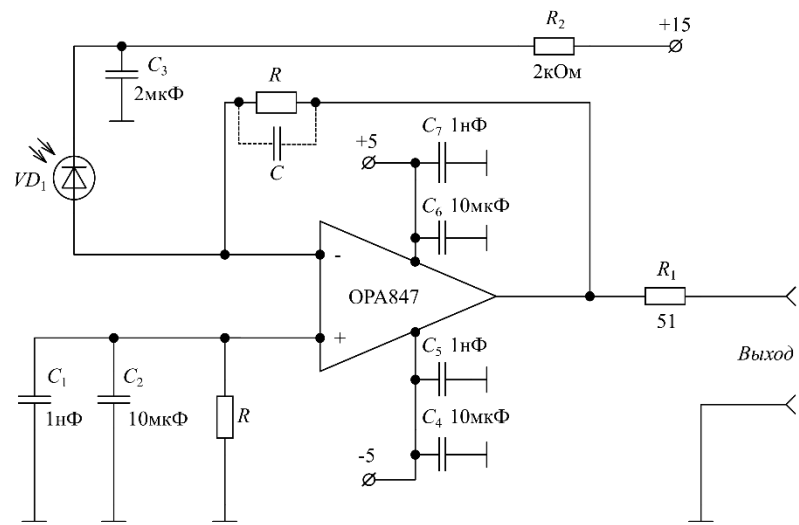


Рис. 3.

поставить цифры (курсив)
к кривым

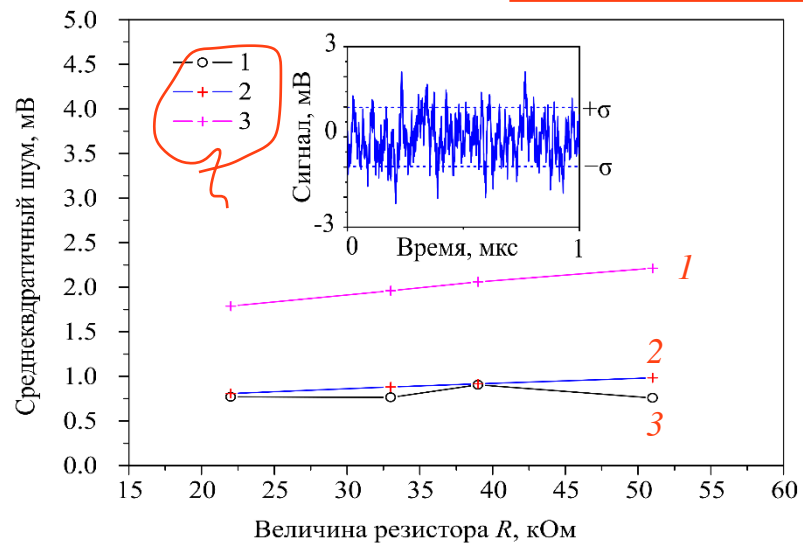


Рис. 4.

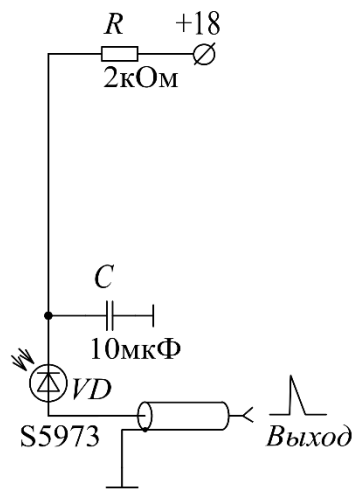


Рис. 5.

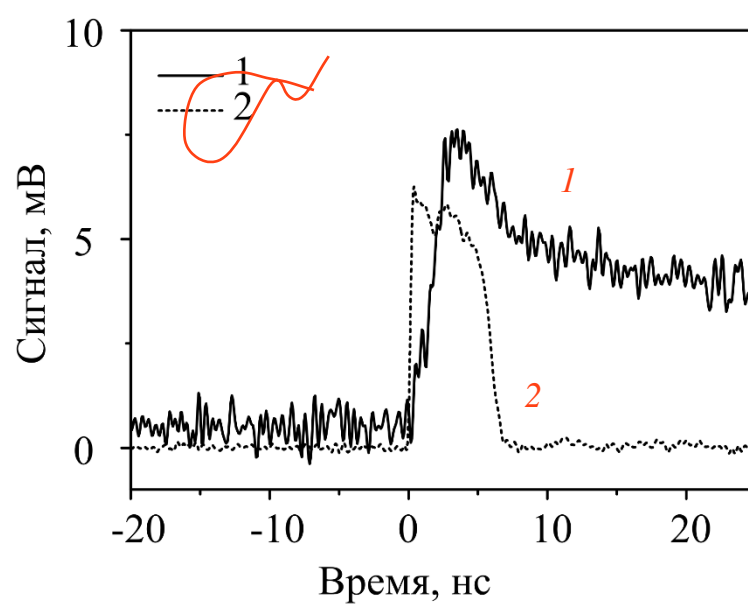


Рис. 6.

лат буквы – курсив

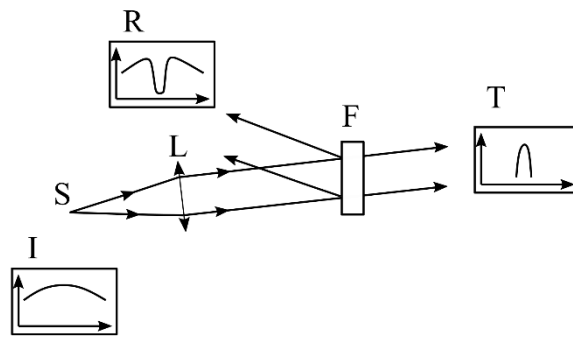


Рис. 7.

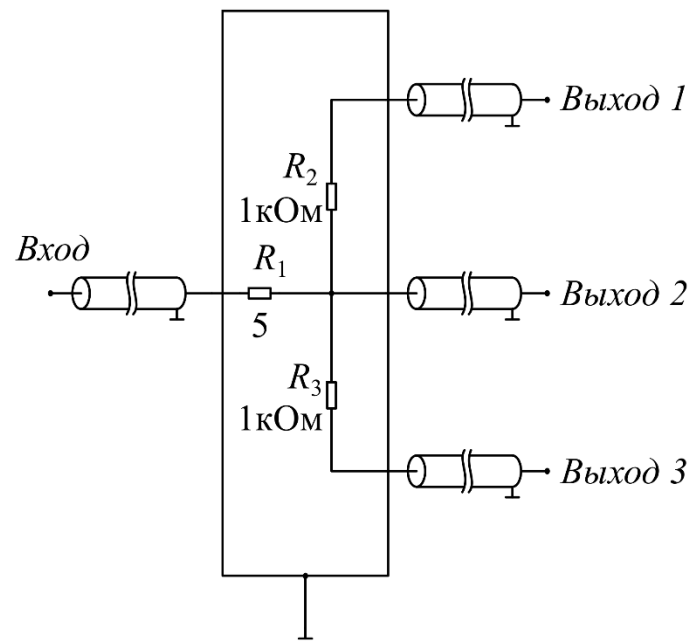


Рис. 8.

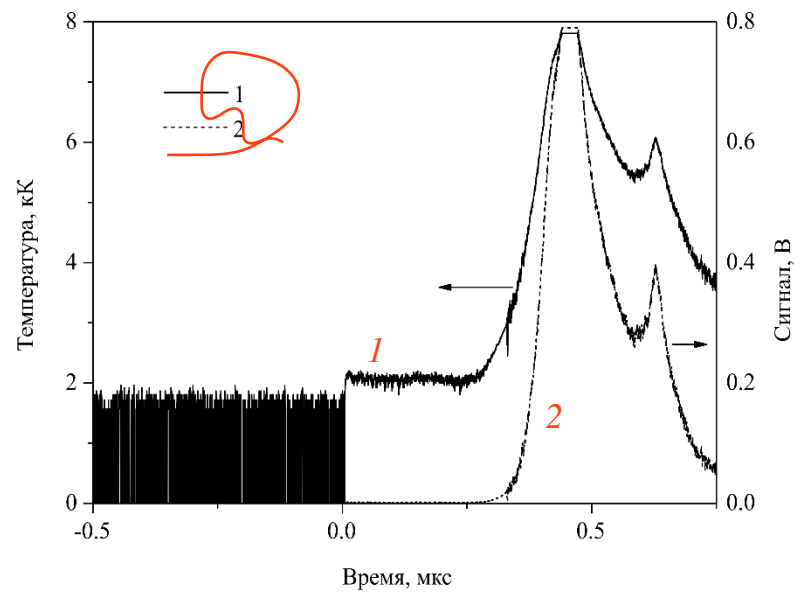


Рис. 9.

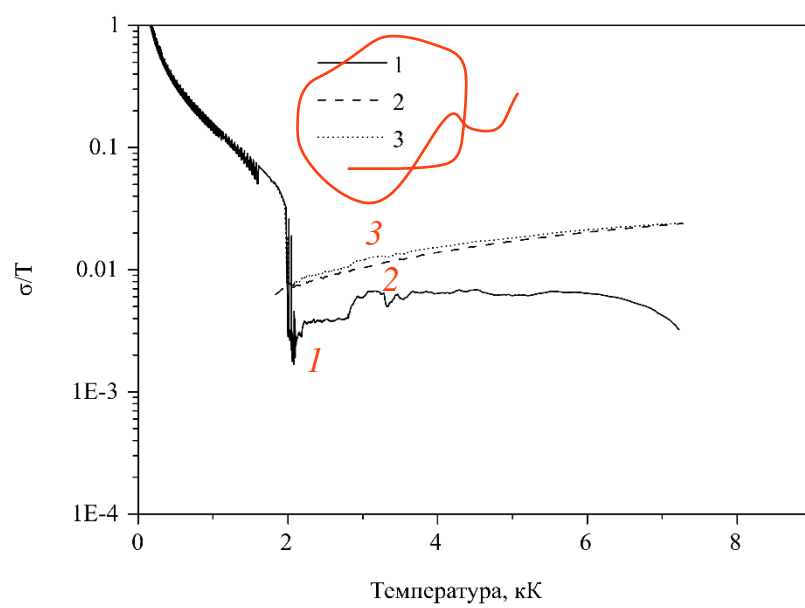


Рис. 10.

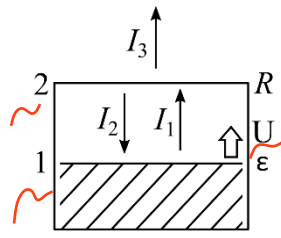


Рис. 11.