

11. А.М.Буйко. Disc Explosive Magnetic Generator and Quasi-Spherical Liner Simulations with a 1D code // Proc. 2006 Int. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation Related Topics, Nov. 5-10, 2006, Santa Fe, NM, USA. Eds Kiuttu G.F., Turchi P.J., Reinovsky R.E., IEEE, Inc., 2007. p. 287-292.
12. А.М.Буйко. Электровзрывные размыкатели сильноточных взрывомагнитных генераторов // Сборник докладов международной конференции XVI Харитоновские тематические научные чтения «Мощная импульсная электрофизика», 2014, ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ», Саров, с. 109-127. А.М.Буйко. Электровзрывные размыкатели сильноточных взрывомагнитных генераторов // ПМТФ, 2015, т. 56, №1, с. 137-149.
13. Н.Ф.Гаврилов, Г.Г.Иванова, В.И.Селин, В.Н.Софронов. Программа УП-ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе // ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1982, № 3 (4), с.11-14.
14. Ю.Д.Бакулин, В.Ф.Куропатенко и А.В.Лучинский. Магнитогидродинамический расчет взрывающихся проводников // ЖТФ, 1976, том 46, вып.9. с. 1963-1969.
15. А.М.Буйко, S.F.Garanin, V.A.Demidov, et al. Investigation of the dynamics of a cylindrical exploding liner accelerated by a magnetic field in the megagauss range // Megagauss Fields and Pulsed Power Systems. Edited by V. M. Titov and G. A. Shvetsov, MG-V, New York: Nova Science Publishers, 1990. p. 743-748.
16. С.Ф.Гаранин, В.И.Мамышев. Остывание замагниченной плазмы на границе со взрывающейся металлической стенкой // ПМТФ, 1990, № 1, с. 30-37.
17. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений // М: Наука, 1966, с. 688.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ФРОНТА ДЕТОНАЦИИ С ПОМОЩЬЮ КВЧ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА-РАДИОМЕТРА

Е.Н. Богданов, Н.С. Корнев, К.В. Минеев, А.В. Назаров, А.А. Седов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Интерес к измерению температуры продуктов взрыва (температуры детонации) взрывчатых веществ сохраняется на протяжении более чем 70 лет, начиная с пионерских работ советских [1] и американских [2] исследователей, в которых предложены и апробированы оптические методы измерения температуры, важнейшей термодинамической величины, позволяющей анализировать кинетику взрывного превращения и оценивать корректность уравнений состояния. Несмотря на выдающиеся результаты оптических методов, по-прежнему остается сложной задачей прямого измерения температуры процессов, протекающих внутри непрозрачных сред, а также жидких сред при ударно-волновом нагружении в области температур ниже 1000...1500 К, где оптические методы, ввиду крайне низкого уровня светимости, неэффективны [3].

На данный момент перспективным направлением исследований является поиск решений, позволяющих использовать принципы микроволновой радиометрии для регистрации собственного теплового излучения быстропротекающих процессов с высокой разрешающей способностью внутри оптически непрозрачных сред. Для быстропротекающих газодинамических процессов, компактно локализованных в пространстве и времени, в том числе и процессов детонации, измерения яркостной температуры фронта процесса T_j и коэффициента отражения R могут быть проведены с помощью активно-пассивного радиометра. При этом термодинамическая температура T исследуемого объекта будет определяться по формуле:

$$T = \frac{T_y}{1 - R^2} \quad (1)$$

Спецификой режима активно-пассивных измерений является зависимость параметров преобразователей частоты приемного устройства от амплитуды принимаемого узкополосного сигнала передатчика, а также появление относительно мощных комбинационных квазигармонических составляющих в спектре принимаемого сигнала, возникающих при нелинейном преобразовании составного сигнала в смесителях приемного устройства. Для их подавления требуется проводить нелинейную фильтрацию принятого сигнала в частотной области по признаку значительного превышения среднего уровня шума комбинационными гармониками, как описано в [4]. Другим ограничивающим фактором является необходимость работы цифрового регистратора в режиме регистрации слабых сигналов. С этой целью мощный сигнал передатчика ослабляется с помощью аттенюатора до тех пор, пока не становится сопоставим со слабым тепловым сигналом исследуемого объекта, что значительно сужает динамический диапазон и снижает точность измерения коэффициента отражения.

Метод измерения термодинамической температуры, представляющий собой синхронные измерения слабого теплового сигнала пассивным радиометром и сильного сигнала передатчика, отраженного от фронта процесса, приемником радиоинтерферометра, лишен вышеописанных недостатков.

Разработанный в филиале РЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седакова» радиоинтерферометр-радиометр (РИРМ) позволяет производить одновременное измерение средней мощности широкополосного теплового шумового излучения объекта (радиометрический режим), в котором развивается исследуемый процесс, и средней мощности отраженного от поверхности объекта узкополосного сигнала передатчика в рабочей полосе частот приемника (радиоинтерферометрический режим). По сигналу теплового шума определяется яркостная температура, по отраженному сигналу передатчика – коэффициент отражения [5]. По известным значениям яркостной температуры и коэффициента отражения в соответствии с формулой (1) рассчитывается термодинамическая температура исследуемого объекта.

Повышение точности измерения термодинамической температуры в РИРМ достигается тем, что яркостная температура и коэффициент отражения измеряются в двух независимых частотных каналах трехмиллиметрового и двухмиллиметрового диапазонов длин волн. Данное техническое решение позволяет избежать эффекта блокирования радиометра мощной помехой со стороны передатчика радиоинтерферометра, тем самым увеличивается точность измерений яркостной температуры путем сохранения дополнительных статистических сведений в принятом радиометрическом сигнале, а также увеличивается точность измерения коэффициента отражения благодаря увеличению мощности сигнала передатчика и возможности работы на всем линейном участке амплитудной характеристики приемника радиоинтерферометра. Другим преимуществом измерений на разнесенных частотах является возможность отказа от процедуры нелинейной фильтрации в частотной области в пользу обработки сигналов во временной области, как описано в [6].

Для проверки работоспособности предложенной в [5] методики измерений была проведена серия из двух газодинамических экспериментов по измерению термодинамической температуры детонационного фронта в шашке тринитротолуола (ТНТ). Шашка ТНТ представляла собой цилиндр диаметром 120 мм и высотой 40 мм, входящий в состав экспериментальной сборки, представленной на рисунке 1. В экспериментах измерения яркостной температуры производились в трехмиллиметровом диапазоне длин волн, где в качестве антенны использовался открытый конец прямоугольного диэлектрического волновода сечением 2,2×1 мм, а измерения коэффициента отражения производились в двухмиллиметровом диапазоне длин волн, где в качестве антенны использовался диэлектрический конус из полистирола с диаметром апертуры 16 мм.

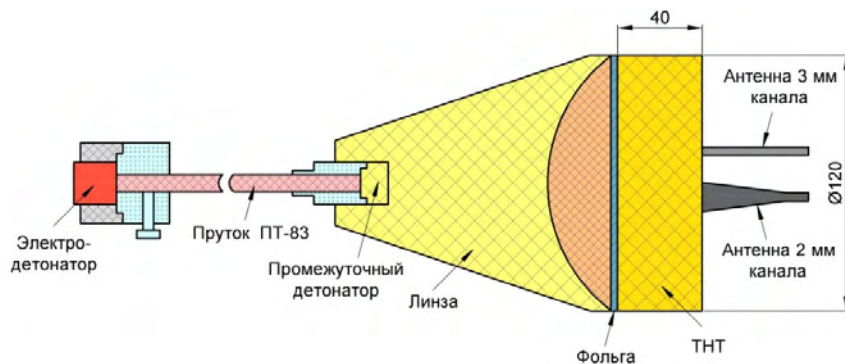


Рисунок 1. Эскиз экспериментальной сборки

Зависимости яркостной температуры представлены на рисунке 2. Графики совмещены в моменты времени, соответствующие входу ударной волны в шашку TNT.

Как видно из рисунка 2, до момента времени $t = 98$ мкс регистрируется тепловой шум исследуемого объекта, находящегося при температуре окружающей среды $T_0 = 278$ К. Начиная с момента времени $t = 98$ мкс, когда скользящее окно усреднения соприкасается с участком сигнала, соответствующим началу детонации в образце, наблюдается рост яркостной температуры и затем – стационарный участок. При этом радиометр фиксирует стабильную яркостную температуру фронта детонации в объеме взрывчатого вещества. С момента времени $t = 104$ мкс начинается резкий рост яркостной температуры, обусловленный выходом детонации на поверхность образца TNT и ударным разогревом прилегающего к образцу воздуха. При этом происходит разрушение антенно-фидерной системы радиометра.

Результаты расчета среднего значения яркостной температуры на участке, соответствующем стационарной детонации, и погрешности ее измерения для всех опытов представлены в таблице 1. Под погрешностью измерения яркостной температуры в данном случае понимается флуктуационная чувствительность радиометра при времени усреднения 1 мкс.

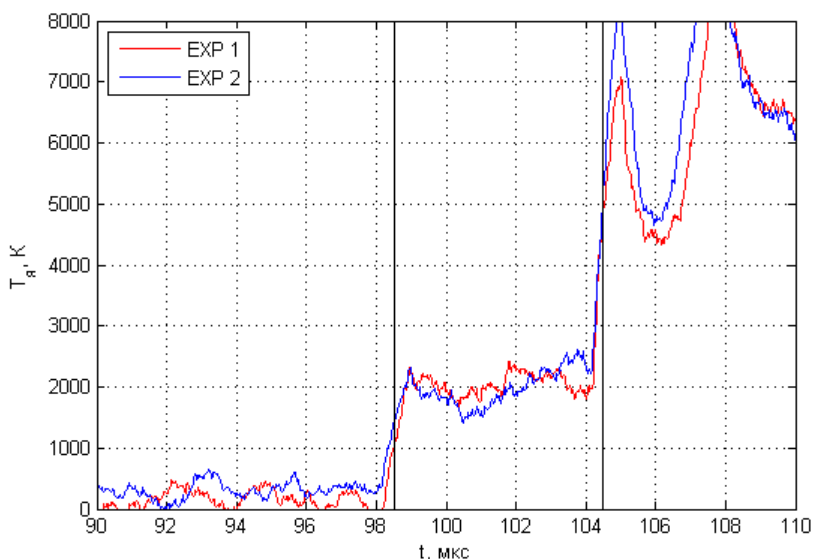


Рисунок 2. Яркостная температура фронта детонации в шашке TNT

Расчет коэффициента отражения от поверхности детонационного фронта представляет собой сравнение отражательной способности самого детонационного фронта с эталонной поверхностью, в качестве которой, согласно постановке опыта, выступает алюминиевая фольга, размещенная на противоположном от антенны торце шашки TNT. Шероховатость поверхности фольги достаточно

низкая, поэтому можно принять коэффициент отражения электромагнитного излучения от нее равным единице.

На первом этапе по зарегистрированным РИРМ экспериментальным сигналам формируются квадратурные составляющие отраженного от детонационного фронта сигнала передатчика на доплеровской частоте (так называемая интерферограмма процесса) [7].

По интерферограмме процесса для каждого n -го отсчета рассчитывается амплитуда $U_a(n)$ зарегистрированного сигнала активного канала по формуле:

$$U_a(n) = \sqrt{U_{\sin}^2(n) + U_{\cos}^2(n)}, \quad (2)$$

где $U_{\sin}(n)$ и $U_{\cos}(n)$ – квадратурные составляющие сигнала.

График зависимости $U_a(n)$ для опыта № 1 представлен на рисунке 3. Для второго опыта зависимость аналогичная.

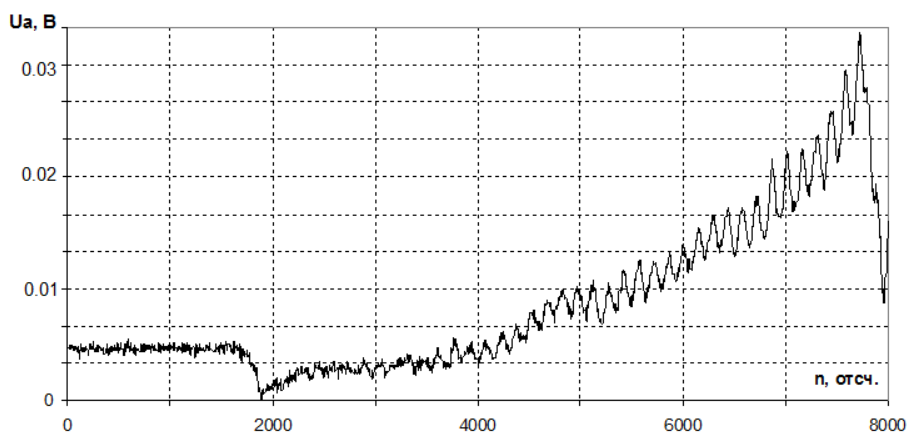


Рисунок 3. Амплитуда сигнала активного канала в опыте № 1

На втором этапе по полученной зависимости $U_a(n)$ оценивается коэффициент отражения на участке стационарной детонации вблизи точки входа ударной волны в шашку ТНТ. Расчет коэффициента отражения производится следующим образом: вычисляется среднее значение амплитуды U_ϕ на участке от $n = 0$ до $n = 1800$, соответствующем отражению сигнала передатчика от металлической фольги, затем производится нормировка всей амплитудной зависимости U_a на среднюю амплитуду сигнала U_ϕ . Для определения коэффициента отражения нужна не вся амплитудная зависимость, а только участок в окрестности точки возникновения детонации в ТНТ ($n = 1900$), указанный на рисунке 4.

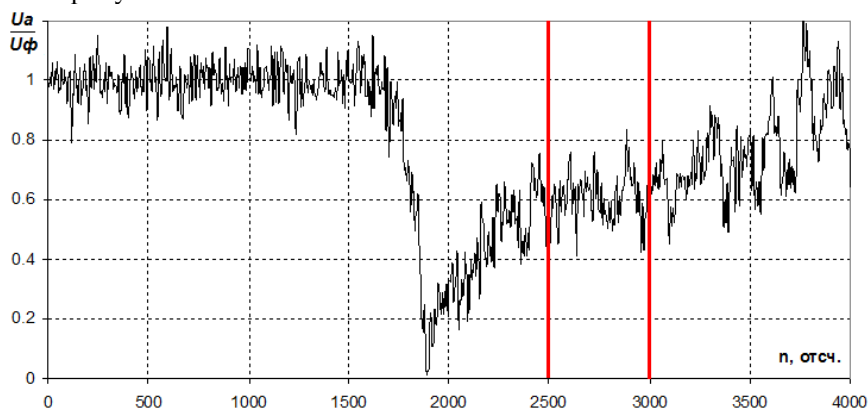


Рисунок 4. Нормированная амплитуда сигнала активного канала в опыте № 1

Начальному участку стационарной детонации в опыте № 1 на рисунке 4 соответствуют значения n из интервала $[2500, 3000]$, выделенного вертикальными линиями, где коэффициент отражения по амплитуде составляет 0,608. Погрешность измерения коэффициента отражения ΔR с

доверительной вероятностью 0,95, рассчитанная как двойное среднеквадратичное отклонение нормированной амплитуды на выбранном участке, составила 0,13.

Результаты расчета коэффициента отражения представлены в таблице 1.

Термодинамическая температура детонационного фронта в шашке ТНТ определяется по формуле (1). Тогда абсолютная погрешность измерения термодинамической температуры будет определяться как погрешность косвенных измерений по формуле [8]:

$$\Delta T = \sqrt{\Delta T_{Tя}^2 + \Delta T_R^2}, \quad (3)$$

где:

$$\Delta T_{Tя} = \left| \frac{\partial T}{\partial Tя} \right| \Delta Tя = \frac{\Delta Tя}{1-R^2}, \quad (4)$$

$$\Delta T_R = \left| \frac{\partial T}{\partial R} \right| \Delta R = \frac{2R\Delta R Tя}{(R^2 - 1)^2} \quad (5)$$

Подставив (4) и (5) в формулу (3), получим:

$$\Delta T = \frac{Tя}{1-R^2} \sqrt{\left(\frac{\Delta Tя}{Tя} \right)^2 + \left(\frac{2R\Delta R}{1-R^2} \right)^2} \quad (6)$$

Относительная погрешность измерения термодинамической температуры:

$$\varepsilon_T = \frac{\Delta T}{T} \times 100\% \quad (7)$$

Результаты расчета среднего значения термодинамической температуры на участке стационарной детонации $Tя$, абсолютной ΔT и относительной ε_T погрешностей представлены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты измерений

№ опыта	$Tя$, К	$\Delta Tя$, К	R	ΔR	$Tя$, К	ΔT , К	ε_T , %
1	2097	122	0,608	0,13	3382	870	25,7
2	2132	159	0,587	0,15	2929	825	28,1

Согласно таблице 1, результаты опытов близки друг к другу. Значения термодинамической температуры фронта стационарной детонации совпадают в пределах доверительного интервала и хорошо согласуются с теоретическими данными, приведенными в [9].

Список литературы

1. Аленцев М. Л. Измерение температуры свечения взрыва взрывчатых веществ оптическим методом / М. Л. Аленцев, А. Ф. Беляев, Н. Н. Соболев, Б.М. Степанов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1946. – № 11. – С. 990–995.
2. Boyer R. L. Determination of detonation temperature in high explosives / R. L. Boyer // Phys. Rev. – 1948. – V. 74, N 9. – P. 1221–1222.
3. Горелик А.Г. Радиометрическое исследование импульсного микроволнового излучения / А.Г. Горелик, Т.А. Семенова, В.Б. Соколов [и др.] // Инженерная физика. – 2002. – № 1. – С. 2-10.
4. Ботов, Е.В. Измерение яркостной температуры быстропротекающих газодинамических процессов с помощью КВЧ радиоинтерферометра-радиометра при наличии сигнала активного канала / Е.В. Ботов, В.Н. Иконников, В.А. Канаков [и др.] // Известия Вузов. Радиофизика. – 2018. – т.61. – №5. – С. 432-439.
5. Ботов Е.В. Одновременное измерение параметров движения и тепловых характеристик быстропротекающих процессов радиоинтерферометром-радиометром КВЧ диапазона / Е.В.

- Ботов В.Н. Иконников, Н.С. Корнев [и др.] // Информационные системы и технологии. ИСТ – 2017: Материалы XXIII Международной научно-технической конференции. – Нижний Новгород, 2017. – С. 1160-1164.
6. Богданов Е.Н. Реализация радиометрического канала в КВЧ интерферометре для диагностики быстропротекающих газодинамических процессов / Е.Н. Богданов, В.Н. Иконников, В.А. Канаков [и др.] // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Труды Международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. – Саров, 2015. – С.442–446.
7. Бельский В.М., Михайлов А.Л., Родионов А.В., Седов А.А. Микроволновая диагностика ударно-волновых и детонационных процессов / В.М. Бельский, А.Л. Михайлов, А.В. Родионов, А.А. Седов // Физика горения и взрыва. – 2011. – № 6. – С. 29-41.
8. Фокин С.А. Обработка результатов измерений физических величин. Учебное пособие для лабораторного практикума по физике / С.А. Фокин, А.М. Бармасова, М.А. Мамаев. Под. ред. С.А. Фокина. – Спб.: РГГМУ, 2009. – 58 с.
9. Андреев С.Г. Физика взрыва / С.Г. Андреев, А.В. Бабкин, Ф.А. Баум [и др.]. Под ред. Л.П. Орленко. – Изд. 3-е, переработанное. – В 2 т. Т.1. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. – 832 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЬЕЗОМЕТРИИ ДЛЯ ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ КОРПУСОВ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ЗОНДОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНЫХ НАГРУЗОК

М.Ю. Сотский, В.А. Велданов, В.И. Пусев

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Введение

Известно множество методов и технологий, используемых при решении задачи исследования кинематики начальной фазы функционирования импульсного устройства, его элементов. Одним из используемых вариантов измерительных технологий является использование инерциальных измерительных зондов, содержащих в корпусе акселерометры, регистрирующие параметры движения зонда в исследуемой среде. Реализуемая комбинация скорости сближения корпуса зонда со средой и прочностных характеристик может вызвать пластические деформации корпуса. Высокая степень деформирования корпуса приводит к погрешностям определения величин действующих на зонд нагрузок и коэффициентов в зависимостях динамического прочностного сопротивления прониканию зонда.

В частности, одной из актуальных задач для создания условий безопасного освоения космического пространства является разработка средств и технологий всестороннего изучения ударных взаимодействий. Эффективная подготовка исследовательских миссий с применением контактных инерциальных зондов осуществляется с помощью испытательных стендов, моделирующих функционирование устройств динамического контактного зондирования с учетом факторов, действующих на изучаемые объекты [1]. Частными прикладными задачами миссий являются:

- исследование динамических механических свойств поверхностных и заглубленных слоев планет и малых небесных космических тел;