

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 618.14+533.9.01

МИКРОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОНТАКТНОГО ВЗРЫВА

Семенова Т.А., Федоров В.Ф. (НИЯУ МИФИ, г. Москва)

Исследование физики ядерных взрывов представляет интерес для ученых разных специальностей [1]. Несмотря на договоры о нераспространении ядерного оружия, остается актуальным контроль за возможными испытаниями. Среди многочисленных (сейсмический, оптический, магнитный и др.) выделяется метод контроля, регистрирующий электромагнитное излучение источника во всех возможных спектральных диапазонах. Микроволновый диапазон объединяет достоинства оптической и радиосвязи — сохраняет высокую точность оптического метода и всепогодность радиочастотного. Микроволновый сигнал слабо искажается при распространении. Метод позволяет зондировать атмосферу из космоса [2], плохие погодные условия не препятствуют прохождению волн при работе внутри окон прозрачности воздуха. Кроме того, разработаны современные радиометры с постоянной времени 0,1—1 мкс, позволяющие регистрировать импульсное микроволновое излучение.

В настоящей работе рассматривается микроволновое излучение мощного контактного взрыва, сопровождающегося длиннопробежным излучением (испусканием нейтронов и γ -квантов), т.е. взрыва на границе между воздухом и плотной средой и сравнивается с микроволновым излучением воздушного взрыва. К особенностям контактного взрыва следует отнести следующие. Большая часть энергии взрыва по сравнению с воздушным переходит за счет отражения от плотной поверхности в энергию электромагнитного излучения и воздушной ударной волны. Кроме того, за счет поглощения в грунте резко возрастает асимметрия вылета γ -квантов, ответственная за генерацию когерентной части микроволнового импульса.

Структура микроволнового сигнала воздушного взрыва обсуждалась в работах [3, 4]. Для контактного взрыва так же, как и для воздушного, существуют три механизма генерации электромагнитного импульса. В первые мгновения после взрыва из-за естественной асимметрии вылета γ -квантов источника возникает очень короткий когерентный импульс длительностью ~ 1 мкс. Следующая стадия развития импульса пред-

ставляет собой некогерентное излучение. Во-первых, длиннопробежное излучение ионизирует воздух далеко впереди фронтов ударной и тепловой волн взрыва. Микроволновое некогерентное излучение возникает за счет торможения заряженных частиц области частичной ионизации при столкновениях с ионами воздуха. Во-вторых, некогерентное радиотепловое излучение генерируется фронтом сильной ударной волны.

Методика расчета параметров когерентного импульса, генерируемого током комптоновских электронов, для воздушного взрыва изложена в работах [3, 5]. Эта методика сохраняется и в случае контактного взрыва с учетом того, что при таком взрыве всегда есть значительная асимметрия γ -излучения, связанная с наличием границы между воздухом и плотной средой, поглощающей и отражающей γ -кванты. Приведем лишь результаты эксперимента в 8-миллиметровом диапазоне, моделирующего генерацию когерентного импульса при контактном ядерном взрыве (рис. 1). Расходящийся пучок электронов высокой энергии выходил из линейного ускорителя и распространялся в воздухе. Максимальный ток был равен 18 А, длительность импульса около 1 мкс. Микроволновый когерентный сигнал регистрировался радиометром с постоянной времени 0,1 мкс. Параболическая антенна радиометра имела ширину лепестка

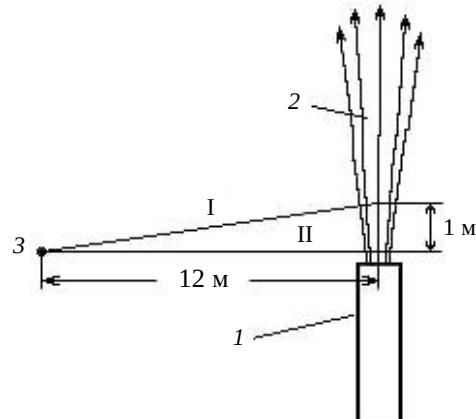
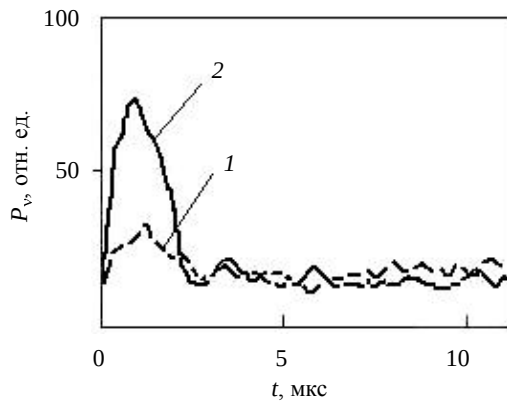


Рис. 1. Схема эксперимента, моделирующего излучение контактного взрыва: 1 — линейный ускоритель; 2 — пучок электронов; 3 — радиометр



Р и с. 2. Спектральная интенсивность микроволнового излучения пучка электронов высокой энергии в зависимости от времени

диаграммы направленности $\sim 0,03$ рад и находилась на расстоянии 12 м от оси пучка.

На рис. 2 приведены две из более чем 10 удачных записей — спектральная интенсивность излучения пучка в зависимости от времени. Кривая 1 соответствует случаю, когда визир антенны нацелен на точку оси пучка, отстоящую на 1 м от места выхода пучка из ускорителя (направление I на рис. 1). Кривая 2 соответствует направлению визира антенны непосредственно на место выхода пучка (направление II на рис. 1). Максимуму кривой 1 соответствует антенная температура 71 кК, максимуму кривой 2 — 170 кК. Это различие связано с уменьшением плотности тока электронов по мере удаления от места выхода пучка из ускорителя. Длительность импульса — несколько микросекунд, что соответствует длительности импульса тока ускорителя. Излучение потока электронов поляризовано. При повороте оси радиометра на 90° так, чтобы поляризованное излучение не попадало в волноводный тракт радиометра, регистрировалось только микроволновое излучение воздушной плазмы, гораздо менее интенсивное, чем излучение электронов. При экранировании волноводного тракта регистрировалась лишь шумовая дорожка. Следовательно, наблюдавшийся сигнал не был простой наводкой. Во всех экспериментах когерентный импульс надежно регистрировался на фоне шумовой дорожки, превышая уровень шума в 2—4 раза (см. рис. 2). Еще раз отметим, что длительность импульса составляет 2—3 мкс при временном разрешении 0,1 нс.

Некогерентное тормозное излучение области частичной ионизации подробно обсуждалось в работах [3, 4] для воздушных взрывов. Это излучение занимает промежуточную нишу между заканчивающимся первым (когерентным) импульсом и сравнительно медленно развивающимся радиотепловым излучением фронта ударной волны. Особенности тормозного микроволнового излучения связаны с распространением и поглощением проникающего

излучения вблизи поверхности Земли и требуют отдельного рассмотрения.

Здесь обсудим некогерентное радиотепловое излучение контактного взрыва, обусловленное излучением с фронта ударной волны.

Особенности этого излучения, в первую очередь, обуславливаются газодинамическими процессами [5—7]. Будем считать, что регистрирующий прибор расположен над местом взрыва на вертикали, проходящей через него. В этом случае форму излучателя можно считать сферически симметричной. В развитии газодинамических процессов с точки зрения генерации радиотеплового излучения можно выделить три стадии [6, 7, 8]:

стадию тепловой и гомотермической ударной волн, которая охватывает промежуток времени примерно до выхода ударной волны во фронт тепловой волны и завершается исчезновением прогретого слоя перед фронтом ударной волны. Под гомотермической понимается волна с постоянной температурой по всей области, охваченной ударной волной;

стадию сильной адиабатической ударной волны, которая соответствует автомодельному решению [9];

позднюю стадию, когда температура газа за фронтом ударной волны уменьшается до 4 кК и менее. При этом излучает нагретая область за фронтом ударной волны, а сам фронт становится прозрачным.

В основу расчета параметров микроволнового излучения плазменной области положена обобщенная форма закона Кирхгофа с учетом теоремы взаимности и флуктуационно-диссипативной теоремы [10]. В соответствии с этим законом вычисляются тепловые потери вспомогательной плоской дифракционной волны, падающей на поверхность нагретой области под тем же углом, под которым определяются параметры радиотеплового излучения: спектральная радиояркость, коэффициент поглощения излучения, радиояркость, температура плазменной области.

Для определения характеристик радиотеплового излучения плазмы необходимы данные о временной зависимости радиуса излучающей среды и профиля температуры. Численное решение газодинамической задачи позволяет найти зависимость радиуса r_ϕ и температуры фронта ударной волны T_ϕ от тротилового эквивалента взрыва и времени. Это решение примерно до выхода ударной волны во фронт тепловой волны можно аппроксимировать соотношениями

$$r_\phi = 24q^{0,2}t^{0,4}, \\ T_\phi = 1,5 \cdot 10^3 q^{0,4}t^{-1,2}.$$

Здесь q — тротильный эквивалент, кг; t — время, мс. Момент времени, соответствующий выходу ударной волны во фронт тепловой, связан с тротильным эквивалентом соотношением

$$\tau = 2,9 \cdot 10^{-5} q^{1/3}. \quad (1)$$

Для дальнейшей стадии процесса, когда можно пренебречь дополнительным испарением и вовлечением в движение конденсированной среды, использованы результаты работы [11].

Уравнение, описывающее диффузию теплоты перед фронтом волны (при $r \geq r_\phi$), имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \chi \frac{\partial T}{\partial r} \right); \quad (2)$$

$$\chi = l_R c c_i / (3 \rho c_v), \quad (3)$$

где χ — коэффициент температуропроводности; l_R — пробег излучения; c — скорость света; ρc_v — теплоемкость газа;

$$c_i = 16 \sigma T^3 / c \quad (4)$$

теплоемкость излучения; σ — постоянная Стефана — Больцмана. Учитывая существенную зависимость длины пробега излучения от температуры (при большой температуре $l_R \sim T^2$, при $T < 10^5$ К длина пробега l_R резко падает [12]), коэффициент температуропроводности можно усреднить по профилю прогретого слоя и считать его лишь функцией температуры: $\chi = \chi(T)$.

Перейдем в формуле (2) к безразмерным переменным:

$$x = r/r_\phi; \quad h = T/T_\phi,$$

где T_ϕ — температура в гомотермической области. В этих переменных уравнение (2) приводится к виду

$$3h + x \frac{dh}{dx} + \frac{B}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dh}{dx} \right) = 0, \quad (5)$$

где $B = \chi / (D r_\phi)$; $D = dr_\phi / dt$ — скорость фронта волны. В уравнении (5) учтено, что при распространении волны профиль температуры изменяется мало. Интегрируя уравнение (5), получаем

$$x^3 h + B x^2 \frac{dh}{dx} = C_1. \quad (6)$$

Так как при больших значениях безразмерной координаты x температура перед фронтом ударной волны уменьшается почти до нуля (реально до температуры окружающей ненагретой среды), можно принять $C_1 = 0$. Учитывая, что на фронте волны температура равна T_ϕ (т.е. $h(1) = 1$), а величина B намного меньше единицы, находим, интегрируя выражение (6), температуру газа перед фронтом ударной волны:

$$T \approx T_\phi \exp \left[-(r - r_\phi) / (B r_\phi) \right]. \quad (7)$$

Из соотношения (7) находим радиус излучающей области

$$r_i \approx r_\phi \left[1 + B \ln(T_\phi / T) \right], \quad (8)$$

где радиояркая температура определяется выражением

$$T_\gamma = B_0 / A_0 + \ln l_0. \quad (9)$$

В этом выражении константы A_0 , B_0 зависят от интервала температуры и длины волны. Параметр

$$l_0 = B r_\phi = \chi / D$$

характеризует градиент температуры в излучающей области. Учитывая, что в зоне прогревания энергия поглощенного излучения тратится только на повышение температуры газа, и используя формулы (3), (4), получаем

$$l_0 = B r_\phi = \frac{\chi}{D} = \frac{16}{3} \frac{l_R \sigma T^4}{D \rho c_v T} \approx \frac{16}{3} l_R.$$

С помощью соотношений (8), (9) находим спектральную мощность излучения

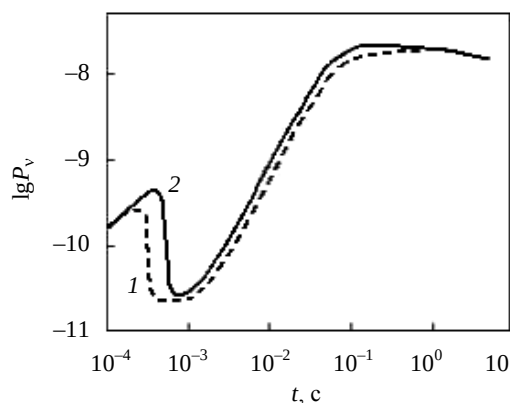
$$P_v = 8 \pi^2 (r_i / \lambda)^2 k T_\gamma,$$

где k — постоянная Больцмана.

На рис. 3 приведены результаты расчетов спектральной мощности излучения на длине волны $\lambda = 8,6$ мм для контактного ядерного взрыва (кривая 1) с тротильным эквивалентом $q = 10^4$ кг. Кривая 2 соответствует воздушному взрыву той же мощности и длины волны излучения.

Как видно на рис. 3, момент времени τ , соответствующий моменту выхода ударной волны во фронт тепловой (см. формулу (1)) и, следовательно, максимуму отрицательной производной по времени, достигается при контактном взрыве раньше, чем тот же момент t_1 в случае воздушного взрыва. Для воздушного взрыва $t_1 = 3,5 \cdot 10^{-5} q^{1/3}$. Этот эффект на ранней стадии газодинамического процесса связан с вовлечением в движение при контактном взрыве пара конденсированной среды, что приводит к небольшому уменьшению радиуса фронта ударной волны и значительному снижению температуры газа.

Максимум спектральной мощности излучения контактного взрыва в последней стадии процесса достигается, наоборот, позже, чем воздушного. Это вызвано известным эффектом «удвоения мощности»,



Р и с. 3. Зависимость спектральной мощности радиотеплового излучения от времени

связанным с перераспределением потока энергии в верхнюю (воздушную) часть пространства при контактном взрыве. Максимальная спектральная мощность при $\lambda = 8,6$ мм достигается к моменту времени $t_2 = 4,5 \cdot 10^{-3} q^{1/3}$ с и составляет $P_{\text{vmax}} = 7,8 \cdot 10^{-11} q^{2/3}$ Вт/Гц.

Рассмотренные особенности радиотеплового излучения, наблюдаемого из космоса, могут быть использованы для обнаружения и идентификации мощных контактных взрывов и дальнейшей разработки метода микроволнового контроля. Авторы настоящего сообщения имеют опыт регистрации миллиметрового излучения от молний и взрывов проволок [13]. Насколько нам известно, эксперименты по регистрации микроволнового излучения ядерных взрывов ни- кем не проводились.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Физика** ядерного взрыва. Т. 1. Развитие взрыва. М.: Физматлит, 1997.
2. **Ньюку Э.** Пассивное дистанционное зондирование Земли из космоса в СВЧ-диапазоне. — Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, 1982, т. 70, № 7, с. 49—75.
3. **Федоров В.Ф., Котов Ю.Б., Семенова Т.А.** Структура микроволнового импульса, генерируемого сильным воздушным взрывом. — Инж. физика, 2007, № 2, с. 14—18.
4. **Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.** Микроволновый импульс стратосферного взрыва. — Атомная энергия, 2008, т. 105, вып. 3, с. 156—160.
5. **Федоров В.Ф.** Электромагнитный импульс в микроволновом диапазоне, возбуждаемый асимметричным нестационарным источником гамма-излучения. — Изв. вузов. Радиофизика, 1991, т. 34, № 10—12, с. 1116—1119.
6. **Федоров В.Ф.** О гомотермическом движении газа вблизи плотной среды. — Прикладная механика и техническая физика, 1987, № 1, с. 73—76.
7. **Горбачев Л.П., Федоров В.Ф.** О распространении гомотермической ударной волны в атмосфере вблизи плотной среды. — Там же, 1988, № 1, с. 70—73.
8. **Федоров В.Ф., Семенова Т.А.** Генерация микроволнового излучения ударным фронтом мощного атмосферного взрыва. — Инж. физика, 2003, № 4, с. 36—38.
9. **Седов Л.И.** Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
10. **Левин М.Л., Рытов С.М.** Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967.
11. **Удар, взрыв и разрушение.** Сборник. Механика. М.: Мир, 1981.
12. **Brode H.** Gasdynamic motion with radiation: a general numerical method. — Astronautica. Acta, 1969, v. 14, № 5, p. 433—444.
13. **Горелик А.Г., Семенова Т.А., Соколов В.Б. и др.** Радиометрическое исследование импульсного микроволнового излучения. — Инж. физика, 2002, № 1, с. 2—10.

Поступило в Редакцию 1.07.10

Р е ф е р а т ы с т а т е й

Продолжение. Начало см. на с. 112

УДК 621.039.531

Иванов С.Н., Дворяшин А.М., Попов В.В., Поролло С.И., Шулепин С.В. **Послереакторные исследования ТВС и канала СУЗ реактора первой в мире АЭС.** — Атомная энергия, 2011, т. 110, вып. 2, с. 70—78.

Представлены результаты послереакторных материаловедческих исследований ТВС и канала СУЗ, разгерметизировавшихся в реакторе первой в мире АЭС в период с 1987 по 1998 г. Установлено, что разрушение твэлов, трубок ТВС и канала СУЗ произошло в результате образования сквозных транскристаллитных хрупких трещин и коррозионных очагов с внешней стороны трубок и наружной оболочки твэлов, контактировавшей с газовой средой реактора.

На наружной поверхности внешней оболочки твэлов в зоне разрушения обнаружен хлор, максимальная концентрация которого наблюдалась в трещинах и язвах. Наличие хлор-иона обусловило разрушение твэлов и трубок по механизмам хлоридного коррозионного растрескивания и питтинговой (язвенной) коррозии. Рис. 12, табл. 1, список лит. 5 назв.

УДК 669.15'26'786

Сумин В.В., Васин Р.Н., Папушкин И.В., Балагуров А.М., Ведерников П.А., Свириденко Ю.В., Вимпори Р., Шнайдер Р. **Результаты измерения остаточных деформаций в корпусе ВВЭР-1000.** — Атомная энергия, 2011, т. 110, вып. 2, с. 78—83.

Методом нейтронографии высокого разрешения определены остаточные напряжения под наплавкой (аустенитная коррозионно-стойкая сталь) на металле (феррит 15X2НМФАА) корпуса ВВЭР-1000. Напряжение в феррите, параллельное границе раздела наплавки и корпуса, носит сжимающий характер ($\sigma \sim -150$ МПа) непосредственно под наплавкой и далее линейно уменьшается по абсолютному значению при движении в глубь основного металла. На расстоянии 17 мм от границы фаз напряжение принимает нулевое значение. Нормальное к границе раздела напряжение также носит линейный характер. Оно меняется от растяжения в 70 МПа под наплавкой до нуля на глубине 30 мм. Нейтронографические данные качественно согласуются с полученными методом разрезания. Напряжение в наплавке не определено из-за ее высокой текстуры и сильной вариации состава по основному легирующим элементам. Модуль Юнга, вычисленный с учетом текстурированности материала наплавки, имеет минимальное значение 110,7 ГПа в направлении, перпендикулярном к наплавке. Рис. 9, табл. 1, список лит. 9 назв.

Окончание см. на с. 120