

УДК 662.34:537.529

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В ТВЕРДОТОПЛИВНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ

Д. Н. Садовничий¹, М. Б. Марков², А. С. Воронцов², Ю. М. Милёхин¹¹Федеральный центр двойных технологий «Союз», 140090 Дзержинский, fcdt@monnet.ru²Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, 125047 Москва

Численным решением уравнений Максвелла в трехмерной постановке изучены основные закономерности распространения электромагнитного импульса в твердотопливной энергетической установке. Рассмотрен случай, когда вектор электрического поля в воздействующем импульсе направлен параллельно оси симметрии конструкции. Показано влияние свойств твердого топлива на особенности формирования электрических полей внутри твердотопливной энергетической установки и в окружающем ее пространстве.

Ключевые слова: твердотопливная энергетическая установка, твердое топливо, уравнения Максвелла, электромагнитный импульс.

ВВЕДЕНИЕ

Воздействие внешних импульсов электромагнитного поля радиочастотного диапазона представляет серьезную угрозу безопасности твердотопливных энергетических установок [1]. Известен случай, когда в 1987 г. от разряда молнии произошло срабатывание твердотопливных двигателей ракеты «Орион» [2].

Теоретическое исследование распространения электромагнитных импульсов (ЭМИ) в конструкциях твердотопливных энергетических установок (ТЭУ) представляет весьма сложную проблему, особенно в случае, когда размеры ТЭУ близки к характерной длине импульса ЭМИ. В такой ситуации методы, основанные на приближениях для уравнений Максвелла, неприменимы. Появление параллельных суперкомпьютеров и развитие технологий вычисления дало возможность детального исследования особенностей формирования и эволюции электромагнитных возмущений в геометрически сложных объектах, состоящих из материалов с резко различающимися свойствами. До настоящего времени в полной мере рассмотреть этот вопрос не представлялось возможным, хотя его актуальность показана достаточно давно [3].

По своим электрофизическим свойствам твердое топливо является гетерогенным полимерным диэлектриком. Его отличительная особенность — способность к химическому превращению, в том числе в условиях электри-

ческого пробоя, сопровождающегося не только сильным механическим разрушением [4], но в ряде случаев даже воспламенением или взрывом твердого топлива [5, 6].

Характеристики твердого топлива могут меняться в достаточно широких пределах и зависят от свойств полимерного связующего и используемых наполнителей. Очевидно, что различие диэлектрических свойств твердого топлива отражается на закономерностях распространения ЭМИ в ТЭУ.

Цель работы состоит в изучении влияния свойств твердого топлива на нестационарное распределение электрического поля, образующегося при взаимодействии внешнего электромагнитного импульса с твердотопливной энергетической установкой.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Конструктивно ТЭУ обычно представляет собой тело вращения. Для определенности в расчетах использовали ТЭУ с центральным каналом и кольцевой щелью у одного из днищ (рис. 1). В состав ТЭУ входят элементы, выполненные из диэлектрических веществ: твердое топливо (1) и оболочка (2). Закладные элементы (3) изготовлены из неферромагнитного металла. Оболочка ТЭУ из диэлектрических полимерных композитов [7] не способна эффективно экранировать внешние электромагнитные поля. Далее все материалы ТЭУ считаем немагнитными.

Для оценки искажения электромагнитного поля электропроводными фрагментами ТЭУ увеличили металлическую поверхность у большего по диаметру закладного элемента, закрыв полюсное отверстие металлической крышкой (7 на рис. 1). Полюсное отверстие меньшего диаметра закрыли крышкой из материала оболочки ТЭУ (6).

Схема ТЭУ показана на рис. 1. Падающий электромагнитный импульс с плоским фронтом распространяется вдоль оси z и поляризован так, что вектор электрического поля направлен по оси x . Зависимость напряженности электрического поля ЭМИ от времени представлена на рис. 2.

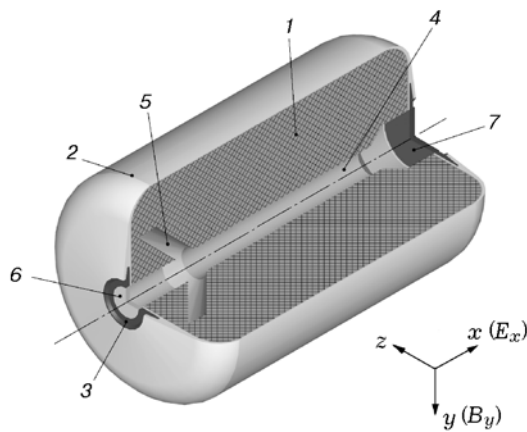


Рис. 1. Схема ТЭУ и привязка компонентов ЭМИ к системе координат:

1 — твердое топливо, 2 — корпус, 3 — закладной элемент, 4 — цилиндрический канал, 5 — кольцевая щель, 6, 7 — крышки закладных элементов

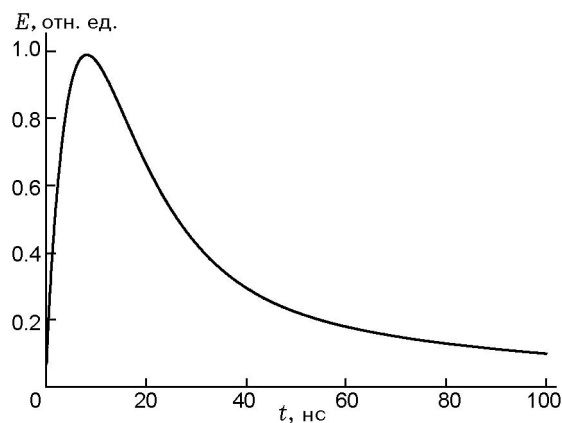


Рис. 2. Зависимость напряженности электрического поля ЭМИ от времени

Относительная диэлектрическая проницаемость (ϵ) оболочки ТЭУ принята равной 4.0 [8]. При выборе значений $\epsilon_{т.т}$ для твердого топлива учитывали следующие обстоятельства. Известно, что относительная диэлектрическая проницаемость компонентов твердого топлива с неактивным горючим связующим, таким как трансформаторное масло, бутил или бутадиеновый каучук, составляет $\epsilon \approx 2.3$ [9, 10]. В полимерных материалах значение ϵ увеличивается в присутствии электропроводящих частиц или полярных соединений, достигая ≈ 10 [11, 12]. В твердом топливе с активным горючим связующим могут применяться полярные энергоемкие материалы, например нитроглицерин, относительная диэлектрическая проницаемость которого ≈ 20 [13]. Поэтому для оценки отклика твердого топлива с неактивными и активными горючими связующими [1] в расчетах целесообразно рассматривать значения $\epsilon_{т.т} = 6$ и 30, что охватывает основной диапазон возможных значений ϵ . Электропроводность металлических узлов ТЭУ принята равной 10^5 (Ом·м)⁻¹.

Возможность зажигания или разрушения твердого топлива при электрическом пробое зависит от энергии W , которая выделяется в этом процессе. Поэтому наиболее опасны те зоны ТЭУ, где условие электрического пробоя выполняется в большом объеме топлива или во внутренней воздушной полости. Выделенная при пробое энергия оценивается по формуле $W = \epsilon \epsilon_0 E_p^2 V / 2$. Здесь E_p — напряженность поля, при которой происходит пробой, ϵ_0 — электрическая постоянная, V — объем области, в которой достигается напряженность поля E_p [14]. Отметим, что электрическая прочность зависит от длительности фронта импульса электрического поля. Как показано в [15], магнитное поле незначительно влияет на пробой диэлектриков, поэтому в соответствии с целями данной работы анализ результатов расчетов был ограничен электрической составляющей ЭМИ.

Постановка задачи Коши для уравнений Максвелла в трехмерной расчетной области позволяет вычислить напряженность электрического поля без допущений относительно геометрии твердотопливной установки. Численный алгоритм, использованный в настоящей работе, изложен в [16]. Развита в [16] разностная аппроксимация пространственных производных в уравнениях Максвелла позволяет

учесть важную особенность рассматриваемой задачи — разрывную кусочно-постоянную зависимость диэлектрической проницаемости и электропроводности от координат. Специальное задание разностных граничных условий дает возможность адекватно описывать возмущение электромагнитного поля внутри и в окрестности ТЭУ. В частности, без ТЭУ электромагнитное поле в расчетной области остается плоской волной в течение всего времени расчета.

Уравнения Максвелла решались на прямоугольной разностной сетке. Размер расчетной области около 400 см по каждому из направлений. Шаг пространственной сетки выбран равным 1 см. Шаг временной сетки определялся условием Куранта, выполнение которого необходимо для устойчивости разностной схемы, и составил 0.03 нс. Таким образом, на фронт падающего импульса приходится около 240 точек сетки по времени.

Численные расчеты выполнены на компьютере с использованием параллельных процессоров с тактовой частотой каждого ядра 3 ГГц. Объем оперативной памяти решающего поля 3 960 Гбайт. Время счета одного варианта примерно 10 ч процессорного времени при одновременной работе на 100 ядрах.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

ЭМИ создает в ТЭУ неоднородное нестационарное электромагнитное поле. В ходе численного решения на каждом временном слое вычисляли компоненты вектора напряженности электрического поля (E_x , E_y , E_z) и его модуль $|E| = (E_x^2 + E_y^2 + E_z^2)^{0.5}$. Длительность переднего фронта ЭМИ близка к 8 нс, что соответствует прохождению в свободном пространстве расстояния 2.4 м. Поэтому дифракция и интерференция электромагнитных волн существенны уже во время распространения в ТЭУ фронта импульса. Для количественного описания электрического поля в расчетной области использовали его максимальную абсолютную величину за все время расчета, отнесенную к амплитуде напряженности электрического поля в падающем импульсе (E_0).

Для выбранных значений диэлектрической проницаемости твердого топлива результаты расчетов представлены на рис. 3 и 4. Видно, что в тыльной (по отношению к источнику ЭМИ) стороне ТЭУ происходит увеличение

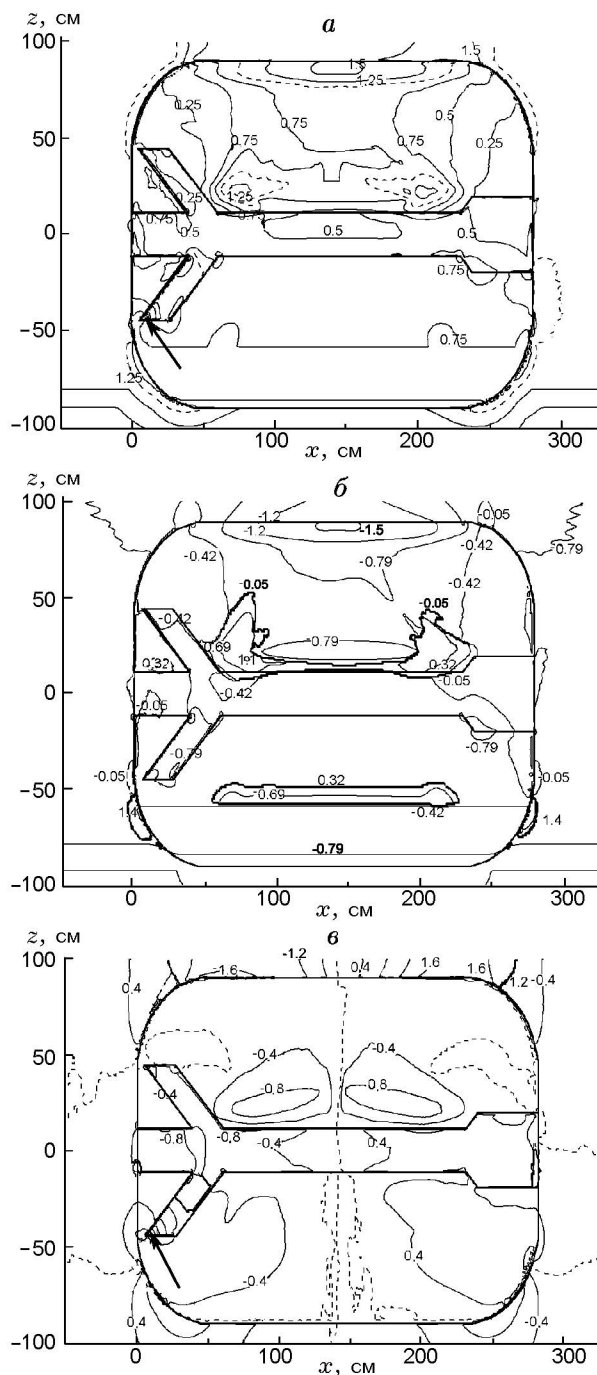


Рис. 3. Изолинии максимальных значений $|E|/E_0$ (а), E_x/E_0 (б) и E_z/E_0 (в) в сечении ТЭУ плоскостью xz при $\varepsilon_{т.т} = 30$:

направление распространения ЭМИ снизу вверх на цилиндрическую поверхность ТЭУ; штриховые линии на рис. 3,а — выполнение условия $|E|/E_0 = 1$, а на рис. 3,в — условия $E_z = 0$; жирная линия — контур рассматриваемой ТЭУ, стрелкой отмечена область, в которой $|E|$ или E_z достигает $4E_0$

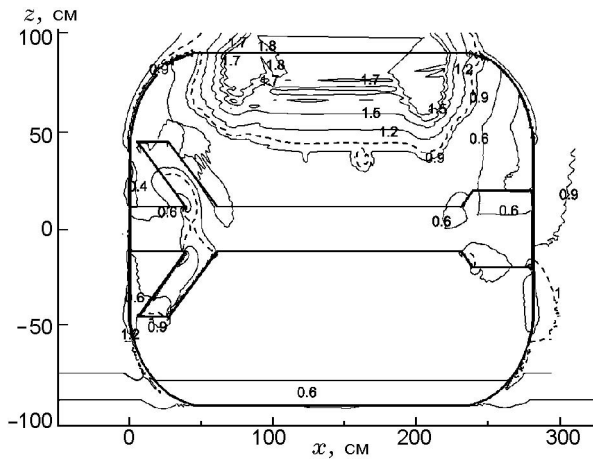


Рис. 4. Изолинии максимальных значений $|E|/E_0$ в сечении ТЭУ плоскостью xz при $\epsilon_{т.т} = 6$:

направление распространения ЭМИ снизу вверх на цилиндрическую поверхность ТЭУ; штриховые линии — выполнение условия $|E|/E_0 = 1$, жирная линия — контур рассматриваемой ТЭУ

$|E|$, обусловленное в основном изменением E_x . Увеличение $\epsilon_{т.т}$ от 6 до 30 вызывает в указанной области ТЭУ снижение $|E|$ с $1.8E_0$ до $1.5E_0$ и некоторое уменьшение объема топлива, в котором оно реализуется.

Отметим, что в сечении ТЭУ плоскостью xz образуется еще одна компонента вектора напряженности электрического поля E_z , совпадающая с направлением распространения ЭМИ. Ее пространственное распределение имеет интересную особенность: в среднем сечении ТЭУ $E_z = 0$. Относительно этого сечения пространственное распределение E_z в ТЭУ почти симметрично по абсолютной величине, но имеет противоположный знак. Видно, что наличие кольцевой щели в ТЭУ (см. рис. 1) и различие форм центрального канала вблизи закладных элементов слабо отражаются на результатах расчета E_z . Так, не обнаружено значимых отличий компонент вектора напряженности электрического поля вблизи металлических закладных элементов на днищах ТЭУ, даже в присутствии резко различающихся по электрической проводимости крышек 6 и 7. Однако при $\epsilon_{т.т} = 30$ на обращенной к источнику ЭМИ стороне ТЭУ в локальной области воздушного промежутка у вершины кольцевой щели модуль напряженности возрастает до $4E_0$ именно за счет компоненты E_z (см. рис. 3, а, б).

Заметим, что в результате взаимодействия электромагнитного импульса с ТЭУ ам-

плитуда электрического поля, проникающего в ТЭУ, снижается до $\approx 0.7E_0$ при обоих значениях $\epsilon_{т.т}$. Это значение выше, чем полученное по формуле Френеля для нормального падения волны на плоскую границу раздела свободного пространства и конструкции. Согласно формуле Френеля ожидается $\approx 0.43E_0$ даже при $\epsilon = 6$.

Таким образом, закономерности распространения ЭМИ в ТЭУ имеют особенности, отличные от классического решения задачи дифракции гармонических электромагнитных волн на бесконечном цилиндре [17] или в системе соосных градиентных цилиндров бесконечной длины [18].

Для оценки влияния дифракции ЭМИ на днищах ТЭУ численно решена модельная задача. Рассмотрен цилиндрический объект с полым центральным каналом. Диаметры цилиндра и канала соответствуют ТЭУ, а длина объекта увеличена в 100 раз. В такой постановке можно пренебречь влиянием днищ в центральном сечении объекта за все время распространения ЭМИ, т. е. выполняются условия приближения градиентного цилиндра бесконечной длины. Результаты расчетов представлены на рис. 5. Видно, что амплитуда $|E|$ на облучаемой поверхности при увеличении $\epsilon_{т.т}$ от 6 до 30 снижается от $0.72E_0$ до $0.42E_0$. Усиление электрического поля по сравнению с E_0 проявляется только при $\epsilon_{т.т} = 6$ (рис. 5, б). Повышение $\epsilon_{т.т}$ до 30 вызывает снижение уровней поля и максимальные значения $|E|$ достигают $\approx 0.7E_0$ (рис. 5, а). Отметим, что компонента вектора поля E_z , совпадающая с направлением распространения ЭМИ, в этом случае практически отсутствует ($< 0.005E_0$), что качественно согласуется с теоретическим анализом, проведенным для цилиндра бесконечной длины [17].

Таким образом, увеличение модуля напряженности электрического поля в тыльной относительно направления воздействия ЭМИ области ТЭУ может быть связано с дифракцией электромагнитных волн на днищах ТЭУ. Для оценки влияния формы днища ТЭУ проведены расчеты значений $|E|$ по упрощенным моделям ТЭУ, в которых длина цилиндрической части составляла 2.3 и 6 м, а сложный профиль днища был заменен плоской поверхностью. Результаты расчетов представлены на рис. 6. Видно, что при длине модели 6 м области максимальных значений $|E|$ образуются на расстоянии ≈ 1 м от ее торцевых частей, тогда как при длине цилиндрической части 2.3 м форми-

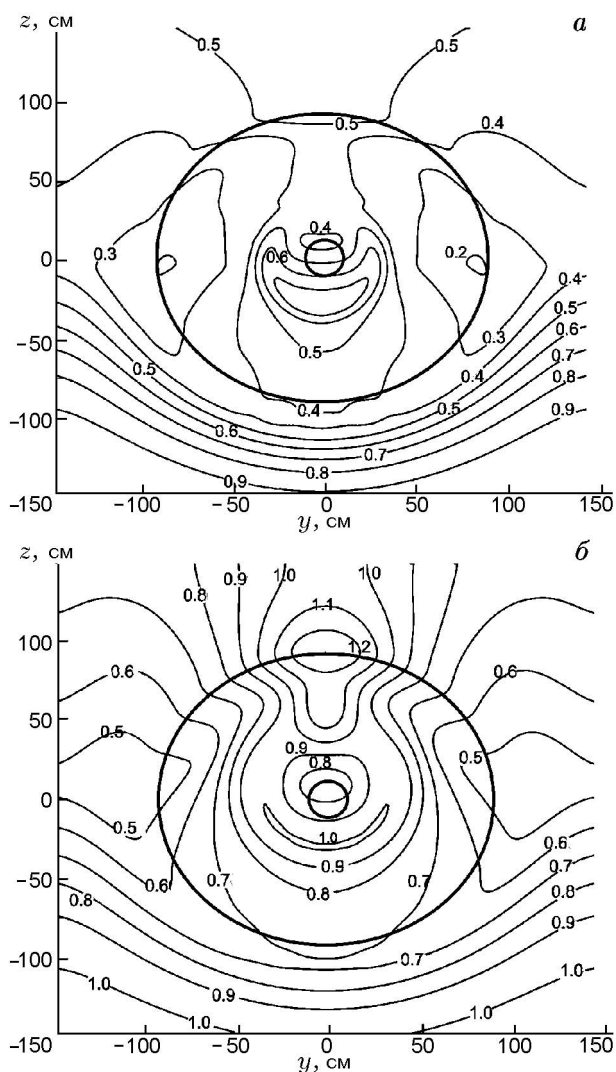


Рис. 5. Изолинии максимальных значений $|E|/E_0$ в сечении плоскостью yz цилиндра бесконечной длины при $\varepsilon_{т.т} = 30$ (а) и 6 (б):

направление распространения ЭМИ снизу вверх на его цилиндрическую поверхность, жирная линия — контур рассматриваемой модели

руется только одна такая область, в которой $|E| = 1.5E_0$. Полученный результат показывает, что на формирование области фокусировки ЭМИ оказывают влияние не только соотношение диаметра ТЭУ и длины ЭМИ, но и длина ТЭУ, тогда как профиль дна играет второстепенную роль.

Зависимости напряженности электрического поля от времени в точках А и В упрощенной модели ТЭУ длиной 2.3 м представлены на рис. 7. Видно, что компонента поля E_z внутри облучаемой цилиндрической части

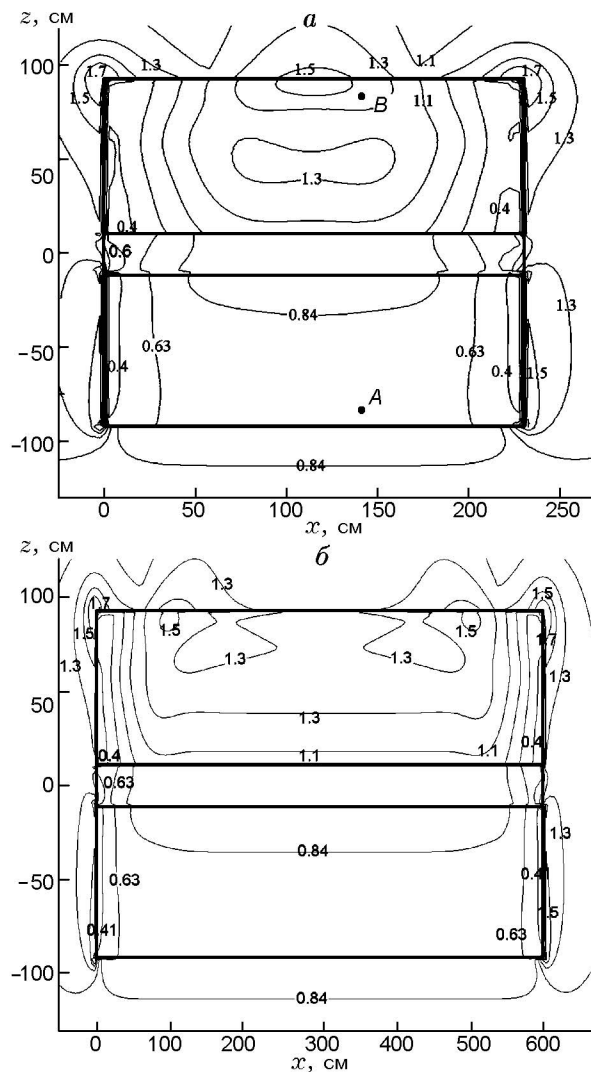


Рис. 6. Изолинии максимальных значений $|E|/E_0$ в сечении плоскостью xz моделей ТЭУ с длиной цилиндрической части 2.3 (а) и 6 м (б), имеющих сквозной полый канал:

для материала модели $\varepsilon = 6$, жирная линия — контур рассматриваемой модели

конструкции (точка А на рис. 6, а) формируется уже после достижения максимума E_x (кривые 1 и 1' на рис. 7). В тыльной части (точка В на рис. 6, а) первый максимум E_z формируется раньше, чем E_x достигает максимального значения (кривые 2, 2' на рис. 7). Это вполне объясняет отмеченную близость по абсолютной величине максимальных значений модуля $|E|$ с одной из его компонент в конструкции ТЭУ.

Важно отметить, что ТЭУ оказывает влияние на электрическое поле в достаточно большой области окружающего свободного про-

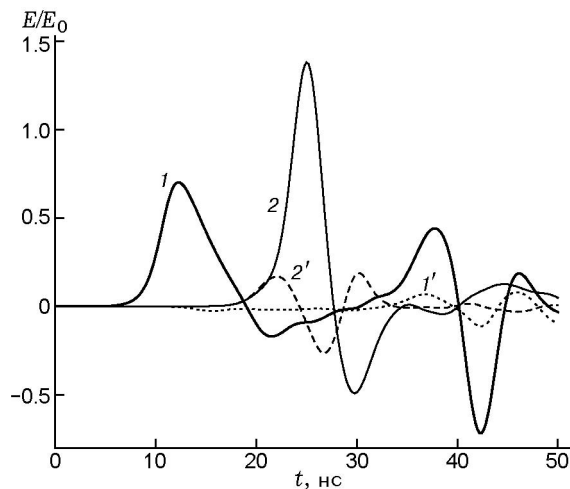


Рис. 7. Зависимости от времени компонент E_x/E_0 (1, 2) и E_z/E_0 (1', 2') в точках А (1, 1') и В (2, 2'), обозначенных на рис. 6, а

странства. Здесь важную роль играет компонента поля E_z , совпадающая с направлением распространения ЭМИ (см. рис. 3 и 4). Усиление напряженности электрического поля падающего ЭМИ происходит в тыльной области за ТЭУ (область геометрической тени). Здесь при $\varepsilon_{т.т} = 30$ напряженность поля достигает $1.6E_0$, а при снижении до $\varepsilon_{т.т} = 6$ максимальное значение $|E|$ возрастает до $\approx 1.8E_0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное решение уравнений Максвелла в трехмерной постановке показало, что закономерности формирования импульсного электрического поля в значительной степени определяются дифракцией электромагнитного импульса на днищах твердотопливной энергетической установки и служат причиной появления компоненты вектора напряженности электрического поля в направлении распространения импульса.

Установлено существование протяженных областей, в которых напряженность электрического поля как внутри твердотопливной энергетической установки, так и в пространстве, ее окружающем, превышает поле действующего импульса. Напряженность электрического поля снижается примерно на 20 % при увеличении относительной диэлектрической проницаемости твердого топлива с 6 до 30.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Энергетические** конденсированные системы. Краткий энциклопедический словарь / под ред. акад. Б. П. Жукова. — М.: Янус-К, 1999.
2. **Белоус В. С.** Противоракетная оборона и оружие XXI века. — М.: Вече, 2002.
3. **Fisher R., Smith F. W., Cho K.-S.** EMP coupling to canonical models consisting of dielectric and metal sections with emphasis toward simple missile models // IEEE Trans. on Nuclear Sci. — 1981. — V. NS-28, N 6. — P. 4490–4494.
4. **Садовничий Д. Н., Милехин Ю. М., Лопаткин С. А., Важов В. Ф., Гусев С. А., Бутенко Е. А.** Импульсный электрический пробой смесевых энергетических конденсированных систем // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 4. — С. 107–115.
5. **Гаврилин А. И., Мельников М. А., Шнейдер В. Б.** О зажигании инициирующих взрывчатых веществ электрической искрой // Горение и взрыв: матер. III Всесоюз. симп. по горению и взрыву. — М.: Наука, 1972. — С. 44–48.
6. **Буркин В. В., Буркина Р. С.** Иницирование заряда гелеобразного реакционноспособного вещества электровзрывом. I. Тепловые процессы // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 2. — С. 75–82.
7. **Буланов И. М., Воробей В. В.** Технология ракетных и аэрокосмических конструкций из композиционных материалов. — М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1998.
8. **Гуртовник И. Г., Соколов В. И., Трофимов Н. Н., Шалгунов С. И.** Радиопрозрачные изделия из стеклопластиков. — М.: Мир, 2002.
9. **Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., Тареев Б. М.** Электротехнические материалы. — Л.: Энергия, 1977.
10. **Луцейкин Г. А.** Методы исследования электрических свойств полимеров. — М.: Химия, 1988.
11. **Тареев Б. М.** Физика диэлектрических материалов. — М.: Энергоиздат, 1982.
12. **Трофимов Н. Н., Канович М. З., Карташов Э. М., Натрусов В. И., Пономаренко А. Т., Шевченко В. Г., Соколов В. И., Симонов-Емельянов И. Д.** Физика композиционных материалов. — М.: Мир, 2005. — Т. 2.
13. **Ахадов Я. Ю.** Диэлектрические свойства чистых жидкостей. — М.: Изд-во стандартов, 1972. — С. 69.
14. **Милехин Ю. М., Садовничий Д. Н., Гусев С. А.** Электризация твердотопливных энергетических установок при воздействии ионизирующего излучения // Физика экстремальных состояний вещества-2006: сб. тр. / под ред. акад. В. Е. Фортова и др. — Черногловка: Ин-т проблем химической физики РАН, 2006. — С. 163–164.

15. **Шермухамедов А. Т., Сигов А. С.** Пробой в органических диэлектриках при сильных магнитных полях // Докл. АН УзбССР. — 1990. — № 7. — С. 24–25.
16. **Березин А. В., Воронцов А. С., Марков М. Б., Плющенко Б. Д.** О выводе и решении уравнений Максвелла в задачах с заданным волновым фронтом // Мат. моделирование. — 2006. — Т. 18, № 4. — С. 43–60.
17. **Ваганов Р. Б., Каценеленбаум Б. З.** Основы теории дифракции. — М.: Наука, 1982.
18. **Котляр В. В., Личманов М. А.** Дифракция плоской электромагнитной волны на градиентном оптическом элементе с поперечной цилиндрической симметрией // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. — 2002. — Т. 5, № 4. — С. 37–43.

Поступила в редакцию 7/ХП 2010 г.
