**Об излучении сверхкоротких импульсов через малые отверстия в экранах**

**М.А.Астайкин*, В.А.Пермяков****

**Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева*
*Саранск, Большевистская, 68*
*E-mail:m-astay@mail.ru*
***Московский энергетический институт (Технический университет)*
*Москва, Красноказарменная, 14, МЭИ(ТУ), кафедра АУРРВ*
*E-mail: valerypermyakov@yandex.ru*

*Рассмотрена дифракция плоского электромагнитного импульса на малом отверстии в идеально проводящем экране.*

*The Diffraction of a Plane Electromagnetic Impulse on a small Window in a perfectly metallic Screen was considered.*

Важными практическими аспектами проблемы электромагнитной совместимости являются экранирование мощных передающих СВЧ устройств и защита приемных радиосредств от мощных электромагнитных импульсов (ЭМИ) [1]. В связи с этим актуальна задача расчета структуры ЭМИ, прошедшего через различного вида отверстия в экранах.

Хорошо известны два подхода к решению задач рассеяния ЭМИ на объектах. Первый подход основан на применении частотного преобразования Фурье и последующем использовании накопленных к настоящему времени способов решения соответствующих задач дифракции для монохроматических волн. Второй – решение задачи дифракции прямыми пространственно - временными методами. В рамках второго подхода наибольшие вычислительные возможности предоставляют такие хорошо развитые к настоящему времени методы, такие, как метод конечных разностей во временной области [2], метод пространственно – временных интегральных уравнений [3], метод пространственно – временных импедансных сеток [4].

Наряду с применением численных методов представляет интерес использование для инженерных оценок простых аналитических формул, основанных на определенных допущениях о форме отверстия и структуре падающего импульса. Именно такой подход обсуждается в настоящем докладе на примере дифракции плоского электромагнитного импульса на малом отверстии в плоском идеально проводящем экране. Малость отверстия означает в данном случае, что максимальный размер отверстия значительно меньше пространственной длины сверхкороткого ЭМИ с 2- 3 «полупериодами».

Развиваемый нами аналитический подход основан на том известном факте, что при рассеянии электромагнитных волн малыми объектами последние могут быть представлены набором мультиполей, причем основной вклад в рассеяние вносят дипольные компоненты [5,6]. Этот факт широко используется для решения задач дифракции монохроматических волн на малых объектах. Предлагается обобщить этот прием на нестационарный случай.

Предположим, что на идеально проводящий экран, содержащий малое отверстие, падает плоский линейно поляризованный ЭМИ параллельной либо перпендикулярной (относительно плоскости падения) поляризации. Из простых физических соображений следует, что независимо от формы отверстия при его малом размере проникшее через отверстие поле может рассматриваться, как поле, излученное магнитным диполем, лежащим в плоскости отверстия, и электрическим диполем, перпендикулярным этой плоскости. При этом импульс перпендикулярной поляризации возбуждает в отверстии эквивалентный магнитный диполь, а импульс параллельной поляризации – эквивалентные магнитный и электрический диполи. Для определения импульсного поля за отверстием необходимо найти нестационарные дипольные моменты указанных диполей, а затем рассчитать структуру излучаемого ими поля.

Например, при падении на круглое отверстие в экране монохроматической волны перпендикулярной поляризации дипольный момент эквивалентного магнитного диполя равен [6]

$$\mathbf{P}_m(\omega) = i\omega K H(\omega)\mathbf{e}_y, \tag{1}$$

где коэффициент передачи $K \approx a^3$, $a$ - радиус отверстия, $H(\omega)$- комплексная амплитуда магнитного поля на поверхности экрана. Для определенности полагается, что вектор падающего магнитного поля направлен вдоль оси $y$, лежащей в плоскости экрана.

Мгновенное значение магнитного поля и его временная производная определяются интегралами Фурье

$$H(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} H(\omega)\exp(i\omega t)d\omega, \quad H'(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} i\omega H(\omega)\exp(i\omega t)d\omega, \tag{2}$$

Сопоставляя (1) и (2), видим, что нестационарный дипольный момент магнитного диполя равен

$$P_m(t) = KH'(t) \tag{3}$$

Из (3) следует, что для определения дипольного момента достаточно знать временную зависимость магнитного поля падающего импульса и коэффициент передачи $K$.

Аналогично может быть найден нестационарный дипольный момент эквивалентного электрического диполя.

После того, как моменты магнитного и электрического диполей найдены, структура создаваемых ими импульсов находится по известным аналитическим формулам (см. например, формулы для нестационарного поля электрического диполя [7]; аналогичные формулы для магнитного диполя легко находятся с применением принципа перестановочной двойственности [8]).

Введем декартову систему координат ($x, y, z$), предположив, что начало координат лежит в центре отверстия, оси ($y, z$) – в плоскости отверстия, ось $x$ направлена в сторону, противоположную полупространству, из которого падает импульс. Эквивалентный электрический диполь направлен вдоль оси $x$, магнитный диполь для определенности полагается ориентированным вдоль оси $y$. При этом компоненты полей диполей в области $x$>0 в сферической системе координат, связанной с данной декартовой системой, даются следующими формулами

$$E_R = -\frac{\cos\varphi \sin\theta}{2\pi\varepsilon_0 R} f_{1x},$$

$$E_\theta = \frac{\cos\varphi}{4\pi}\left(-\frac{\cos\theta}{\varepsilon_0 R} f_{2x} + g_{3y}\right),$$

$$E_\varphi = \frac{\sin\varphi}{4\pi}\left(\frac{f_{2x}}{\varepsilon_0 R} - \cos\theta \cdot g_{3y}\right)$$

$$E_R = -\frac{\cos\phi\sin\theta}{2\pi\varepsilon_0 R} f_{1x},$$

$$E_\theta = \frac{\cos\phi}{4\pi}\left(-\frac{\cos\theta}{\varepsilon_0 R} f_{2x} + g_{3y}\right), \tag{4}$$

$$E_\phi = \frac{\sin\phi}{4\pi}\left(\frac{f_{2x}}{\varepsilon_0 R} - \cos\theta g_{3y}\right),$$

В (4) $\varepsilon_0$ и $\mu_0$ – электрическая и магнитная постоянные. Структура поля электрического диполя произвольной относительно декартовой системы координат ориентации определяется функциями $f_{1x}, f_{2x}, f_{3x}$, заданными следующими формулами

$$f_{1x} = \frac{\partial}{\partial \mathrm{R}}\left(\frac{p_x^e}{R}\right), \quad f_{2x} = \frac{\partial}{\partial \mathrm{R}}\left(R\frac{\partial}{\partial \mathrm{R}}\left(\frac{p_x^e}{R}\right)\right), \quad f_{3x} = \frac{\partial^2}{\partial \mathrm{t}\partial \mathrm{R}}\left(\frac{p_x^e}{R}\right), \tag{5}$$

В (5) функция дипольного момента $p_x^e(t - R/c)$ в начале координат совпадает с дипольным моментом заряда электрического диполя. Функции $g_{1y}$, $g_{2y}$, $g_{3y}$ определяются аналогично (5) с заменой $p_x^e(t - R/c)$ на функцию $p_y^m(t - R/c)$, совпадающую в начале координат с дипольным моментом заряда магнитного диполя. Используется международная система единиц Си.

Дипольные моменты эквивалентных диполей могут быть аналитически найдены для отверстий простой формы: прямоугольной, эллиптической, а в более общем случае – численными методами.

Задавшись структурой падающего плоского импульса и вычислив дипольные моменты отверстия по формуле вида (3), далее найдем структуру прошедшего через отверстие импульса по формулам (4,5). В случае падения импульса перпендикулярной поляризации в (4) следует учитывать только вклад магнитного диполя, в случае импульса перпендикулярной поляризации - вклады обоих диполей.

Приведенные формулы легко обобщаются на случай падения суперпозиции плоских импульсов двух поляризаций.

В качестве примера обсуждаются расчеты структуры излученного в область $z > 0$ импульса при нормальном и наклонном падениях на круглое отверстие в плоском экране плоских импульсов заданной пространственно – временной структуры.

Следует отметить, что анализ структуры импульсных электромагнитных полей может быть проведен также с помощью методов качественной теории дифференциальных уравнений. Так, в [9-11] была изучена методами качественного анализа структура нестационарных полей, излучаемых электрическим и магнитным диполями. Объединение аналитических, численных и качественных методов позволяет более глубоко представить картину формирования импульсных полей на различных расстояниях от отверстия.

Полученные результаты могут быть использованы для оценки проникновения сверхкоротких импульсов через экраны в малых отверстиях.

**Литература**

1. Ultra Wideband, Short Pulse Electromagnetics. Ed. By Baum et al. Plenum Press, New York, Vol. 1-5.

2. Taflove A., Hagness S.C. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Second Edition. Artech House Books. Boston-London. 2000. 878 p.
3. Вычислительные методы в электродинамике./Под ред. Р.Митра. М.:МИР. 1977. 485с.
4. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. и др. Электродинамический анализ двумерных неоднородных сред и плазмы. –М.: Макс – пресс., 2005, 322 с.
5. Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З. Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982, 272 с.
6. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 2. М.: ИЛ. 1960. 886 с.
7. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т.6. М.: МИР. 1966. 343 с.
8. Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П. Электродинамика и распространение радиоволн. М. Сов. Радио, 1979, 374с.
9. Пермяков В.А., Сороковик Д.В. Локальный качественный анализ векторной структуры поля электрического диполя в нестационарном режиме излучения. /Нелинейный мир, 2007, т.5, № 12, с. 757-764.
10. Пермяков В.А., Сороковик Д.В. Качественный анализ в целом векторной структуры поля электрического диполя в нестационарном режиме излучения. /Нелинейный мир, 2008, т.6, №4, с.288-295.
11. Корюкин А.Н., Пермяков В.А. Качественный анализ электромагнитных полей обобщенного элемента Гюйгенса. Нелинейный мир, 2008, т.6, №4, с. 296-299.