

УДК 620.130

## МЕТОДИКА РАСЧЕТА ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

Павлюченко В.В., Каравай А.П., Баранов А.А.  
Белорусский национальный технический университет  
Минск, Беларусь

Проведем оценку напряженности магнитной составляющей электромагнитного поля при воздействии импульсного электромагнитного поля на поверхность металла. Пусть на плоской границе раздела воздух и неферромагнитный металл в начальный момент времени вблизи металла за очень короткое время создается магнитное поле  $H_0$ , нарастающее затем линейно со временем  $t$ . В силу уравнений Максвелла наряду с полем  $H_0$  будет возникать также электрическое поле  $E_0$ . Будем считать, что система полей  $\vec{H}$  и  $\vec{E}$  аппроксимируется плоской электромагнитной волной, распространяющейся по нормали к границе раздела двух сред вдоль оси  $x$ , направленной внутрь металла. В начальный момент времени векторы  $\vec{H}_0$  и  $\vec{E}_0$  лежат в плоскости параллельной границе раздела сред.

Пусть время нарастания  $H_0$  мало. Из уравнений Максвелла вытекают граничные условия для  $\vec{E}$  на поверхности идеального проводника [1,2]:

$$\vec{E}_\tau = 0 \text{ или } \vec{E}_{\text{над}} + \vec{E}_{\text{отра}} = 0 \text{ при } x = 0$$

Тогда в полупространстве  $x < 0$  наряду с падающей волной должна существовать и отраженная волна, с той же амплитудой, что и для падающей волны. Так как вектор Умова-Пойнтинга  $\vec{S}_{\text{отр}}$  направлен вдоль оси  $x$ , то суммарное магнитное поле на поверхности  $x = 0$  равно  $H_x = H_{\text{над}} + H_{\text{отра}}$ .

Откуда вытекает  $H_x = 2H_{\text{отр}}$ , т.е. на поверхности идеального проводника напряженность суммарного магнитного поля электромагнитной волны в 2 раза превышает напряженность магнитного поля падающей волны.

Таким образом, идеально проводящая полуплоскость в первом приближении полностью экранирует электромагнитное поле. При этом в воздухе возникает стоячая волна. Такой вывод хорошо подтверждается экспериментом [3] при малой длительности импульса электромагнитного поля.

Пусть длительность генерирования магнитного поля достаточно велика. Тогда происходит диффузное проникновение магнитного поля в металл. Вследствие этого отраженная волна слабеет и амплитуда волны, отраженной от поверхности металла, уменьшается с течением времени.

В проводящей среде можно пренебречь токами смещения в сравнении с токами проводимости и тогда приходим к параболическому уравнению магнитной диффузии [4]

$$\Delta \vec{H} - \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0$$

Это уравнение аналогично уравнению теплопроводности, для которого известно много точных аналитических решений. Для одномерного случая при распределении магнитного поля вдоль оси  $x$  имеем уравнение

$$\frac{\partial H}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 H}{\partial x^2}, \quad (0 < x < \infty, t > 0),$$

где  $a^2 = \mu_0$ .

Граничное условие имеет вид

$$H|_{x=0} = \psi(t) = kt, \quad (t \geq 0),$$

а начальное условие записывается

$$H|_{t=0} = 0.$$

Такая постановка эквивалентна задаче о распространении тепла в полуплоскости. Решение этой задачи записывается в виде [5]

$$H(x, t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{x}{2a\sqrt{t}}}^{\infty} \psi \left( t + \frac{x^2}{4a^2\xi^2} \right) e^{-\xi^2} d\xi$$

При  $x = 0$  получаем

$$H(x, 0) = \psi(t) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi = \psi(t)$$

Отсюда следует, что нарастание магнитного поля за счет его диффузии в металл происходит по линейному закону со временем:

$$H(t) = kt$$

где постоянная  $k$  есть скорость нарастания магнитного поля.

Отраженное от металла магнитное поле со временем будет убывать по закону  $(2H_0 - kt)$ .

Такой характер зависимости напряженности магнитного поля от длительности создания магнитного импульса у поверхности металла достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты [3] для не слишком больших  $t$ .

В дальнейшем следует учитывать конечные размеры металлической пластины, так как магнитное поле отражается не только от передней поверхности

сти пластинки, но и от задней поверхности пластинки, а также уходит за пределы пластинки в другую сторону.

### **Литература**

1. Баскаков С.Н. Электродинамика и распространение радиоволн. М., 1992.
2. Никольский В.В., Никольская Т.Н. Электродинамика и распространение радиоволн. М., 1989.
3. Павлюченко В.В., Каравай А.П. Применение магнитных датчиков для определения свойств различных материалов в импульсных электромагнитных полях. Магнитные материалы и их применение. Тезисы докладов. Мн., 1998, с. 153
4. Конопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., 1972
5. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Уравнения в частных производных математической физики. М., 1970.

УДК621.372

### **ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ В СВЕТОВОЛОКНО ПРИ ПОМОЩИ МИКРОЛИНЗЫ-ШАР**

**Ясюк Е.В., Развин И.Ю., Черный В.В.**

*Белорусский национальный технический университет*

*Минск, Беларусь*

Датчики, выполненные на основе волоконно-оптических элементов, находят широкое применение в информационно-измерительных системах различного функционального назначения. Основной задачей в таких датчиках является создание эффективных устройств ввода излучения в световодный канал и оптических переходов между различными световодами. Одним из решений данной проблемы может быть использование сферических микролинз. Сферические микролинзы представляют собой выполненную из оптического материала полную сферу. Такие линзы могут применяться в волоконно-оптических линиях для согласования числовых апертур полупроводниковых лазерных излучателей и приемников излучения с соответствующими параметрами оптических волокон, в различных системах передачи оптического сигнала и в схемах согласования входа-выхода оптических каналов. Основными проблемами такого согласования являются получение оптиче-