

ОБ ОТРАЖЕНИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛОСКОСТИ И ОБОБЩЕНИИ ФОРМУЛЫ ФРЕНЕЛЯ

© 1994 г. В. Ф. Кравченко, Е. И. Нефедов

Представлено академиком Ю.В. Гуляевым 28.07.93 г.

Поступило 09.08.93 г.

1. На современном этапе построения мирового "информационного пространства" особое внимание уделяется исследованию и техническому освоению миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов электромагнитных волн (колебаний), имеющих огромную информационную емкость [1]. Основной идеей здесь является пространственно-временная обработка радиосигнала в реальном масштабе времени в системах быстрой и сверхбыстрой обработки информации (ССОИ). При этом СВЧ-КВЧ модули ССОИ строятся на основе объемных интегральных схем (ОИС) [1, 2]. Последние годы в ССОИ на ОИС большое значение начинают приобретать линии передачи и базовые элементы на основе анизотропных подложек, обладающих к тому же нелинейными и сверхпроводящими свойствами [1, 3, 4]. Ключевой задачей к рассмотрению многих проблем элементной базы ССОИ является классическая проблема о падении плоской электромагнитной (звуковой, магнитостатической и др.) волны на плоскую границу раздела. В настоящей работе, следуя идеям, изложенным в [5 - 13], рассматривается задача об отражении плоской волны от сверхпроводящей плоскости и строятся обобщенные формулы Френеля.

2. Рассмотрим случай, когда вектор E падающей волны лежит в плоскости падения. Пусть на сверхпроводящую xOy -плоскость (рис. 1) падает плоская волна:

$$E_n = E_0 \exp \{ ik_0(z \cos \theta + x \sin \theta) \}, \quad E_0 = 1 \quad (1)$$

(ось z совпадает с внутренней нормалью). Поля волн, отраженных от сверхпроводящей плоскости xOy , запишем в виде

$$\begin{aligned} E_s &= R_s^{(1)} \exp \{ ik_0(-z \cos \theta + x \sin \theta) \}, \\ E_p &= R_p^{(1)} \exp \{ ik_0(-z \cos \theta + x \sin \theta) \}. \end{aligned} \quad (2)$$

Индекс (1) у $R_{s,p}^{(1)}$ обозначает, что падающая волна имеет s -поляризацию.

3. Компоненты магнитного поля падающей и отраженных волн определяются из уравнений Максвелла:

$$H_y = Z_0^{-1} \exp \{ ik_0(z \cos \theta + x \sin \theta) \} \quad (3)$$

в падающей волне;

$$H_y = Z_0^{-1} R_s^{(1)} \exp \{ ik_0(-z \cos \theta + x \sin \theta) \}, \quad (4)$$

$$H_x = Z_0^{-1} R_p^{(1)} \cos \theta \exp \{ ik_0(-z \cos \theta + x \sin \theta) \}$$

в отраженных волнах.

4. При выбранном направлении осей координат (рис. 1) тензорные сверхпроводящие граничные условия запишем в виде (ср. [3])

$$\begin{aligned} E_x &= -Z_0 (-Z_{11}H_x + Z_{12}H_y), \\ E_y &= -Z_0 (-Z_{12}H_x + Z_{22}H_y). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь тензор поверхностного импеданса Z_{ik} является двумерным тензором второго ранга и характеризуется четырьмя величинами:

$$\begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

а так как компоненты Z_{ik} являются комплексными величинами, то в них можно выделить действительную и мнимую части:

$$Z_{ik} = R_{ik} + iX_{ik}, \quad (7)$$

где R_{ik} - тензор поверхностного сопротивления, X_{ik} - тензор поверхностного реактанса.

В основном тензоры R_{ik} и X_{ik} являются симметричными, поэтому могут быть приведены к своим главным осям. В том случае, если главные оси тензоров R_{ik} и X_{ik} совпадают, то тензор Z_{ik} приводится к диагональному виду

$$\begin{pmatrix} Z_1 & 0 \\ 0 & Z_2 \end{pmatrix}, \quad \text{где } Z_1 \text{ и } Z_2 -$$

главные значения тензора.

5. Подставим в (5) соотношения (1) - (4), положив в них $z = 0$, и, учитывая, что (5) связывает компоненты полных полей, получим систему алгебраических

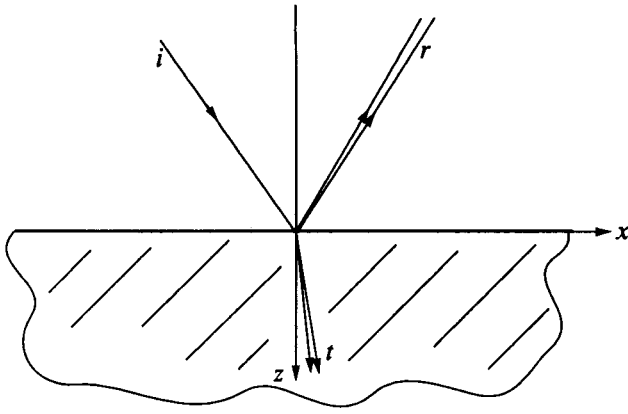


Рис. 1.

уравнений, из которой определяются коэффициенты отражения:

$$R_s^{(1)} = \frac{(\cos \theta - Z_{12})(1 + Z_{21} \cos \theta) + Z_{11} Z_{22} \cos \theta}{(\cos \theta + Z_{12})(1 + Z_{21} \cos \theta) - Z_{11} Z_{22} \cos \theta}, \quad (8)$$

$$R_p^{(1)} = \frac{2Z_{22} \cos \theta}{(\cos \theta + Z_{12})(1 + Z_{21} \cos \theta) - Z_{11} Z_{22} \cos \theta}.$$

Из (8) следует, что ортогональная поляризация отраженной волны не возникает, если $Z_{22} = 0$. Соотношения (8) переходят при $Z_{22} = 0$ в известные формулы Френеля, определяющие коэффициент отражения плоской волны от границы раздела двух изотропных сред.

6. Теперь обратимся к случаю, когда вектор E падающей волны перпендикулярен плоскости падения (p -случай). В этом случае для получения формул коэффициентов отражения поступаем точно так же, как и для s -поляризации, или воспользуемся принципом двойственности. В результате имеем

$$R_p^{(2)} = \frac{(\cos \theta + Z_{12})(1 - Z_{21} \cos \theta) + Z_{11} Z_{22} \cos \theta}{(\cos \theta + Z_{12})(1 + Z_{21} \cos \theta) - Z_{11} Z_{22} \cos \theta}, \quad (9)$$

$$R_s^{(2)} = \frac{2Z_{11} \cos \theta}{(\cos \theta + Z_{12})(1 + Z_{21} \cos \theta) - Z_{11} Z_{22} \cos \theta}.$$

Из (9) видно, что при $Z_{11} = 0$ $R_s^{(2)} = 0$ и не возникает ортогонально поляризованная отраженная волна. Выражения (9) при определенных условиях переходят в известные [14] для границы раздела между двумя изотропными средами. Следовательно, формулы (8), (9) являются обобщением известных результатов Френеля [3, 14].

7. Приведенные соотношения имеют двойное значение. Во-первых, они позволяют рассмотреть широкий класс "чисто" физических задач. Одним из примеров является возможность определения параметров сверхпроводника в опытах. Это интересно для практики, поскольку другие способы измерений не обладают и необходимой точностью, и нужной обоснованностью (ср. [4]).

С другой стороны, приведенные формулы позволяют, основываясь, например, на концепции о разложении волноводных (световодных и др.) волн по плоским волнам, перейти к анализу конкретных направляющих и резонансных структур СВЧ- и КВЧ-диапазонов для ССОИ на ОИС [1 - 3, 12, 14].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нефедов Е.И. Радиоэлектроника наших дней. М.: Наука, 1986. 192 с.
2. Гвоздев В.И., Нефедов Е.И. Объемные интегральные схемы СВЧ. М.: Наука, 1985. 255 с.
3. Курушин Е.П., Нефедов Е.И. Электродинамика анизотропных волноведущих структур. М.: Наука, 1983. 223 с.
4. Зорин А.Б., Лихарев К.К., Семенов В.К. // Зарубеж. радиоэлектрон. 1989. № 11. С. 3 - 15, 100.
5. Кравченко В.Ф. // Докл. АН УССР. Сер. А. 1982. № 1. С. 63 - 66.
6. Кравченко В.Ф. // ДАН. 1989. Т. 309. № 3. С. 594 - 598.
7. Кравченко В.Ф., Рвачев В.Л., Талдыкин И.В. // ДАН. 1988. Т. 302. № 1. С. 72.
8. Кравченко В.Ф., Чаплин Ф.Ф. // ДАН. 1992. Т. 326. № 2. С. 272 - 275; № 4. С. 633 - 636; Т. 327. № 2. С. 208 - 211.
9. Кравченко В.Ф. // ДАН. 1993. Т. 328. № 2. С. 178 - 180.
10. Гончаренко А.А., Кравченко В.Ф., Пономарев В.И. Дистанционное зондирование неоднородных сред. М.: Машиностроение, 1991. 256 с.
11. Менде Ф.Ф., Спицын А.И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев: Наук. думка, 1985. 240 с.
12. Интегральные схемы и микроэлектронные устройства на сверхпроводниках / Под ред. В.Н. Алфеева. М.: Радио и связь, 1985. 231 с.
13. Шенберг Д. Сверхпроводимость. М.: ИЛ, 1955. 288 с.
14. Нефедов Е.И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах. М.: Наука, 1979. 272 с.