

НОВЫЙ МЕТОД УМЕНЬШЕНИЯ ПОТЕРЬ ПРИ СКИН-ЭФФЕКТЕ

Уменьшение потерь, вызванных явлением скин-эффекта, — одна из кардинальных проблем электротехники и радиотехники. Недавно предложено^{1,2} принципиально новый метод разрешения этой проблемы, проверенный затем на опыте³.

Поясним идею метода. Рассмотрим распространение электромагнитной волны в анизотропной среде, диэлектрическая постоянная и проводимость которой в направлении оси OX равны ϵ_x и σ_x , а в направлении оси OY — ϵ_y и σ_y . Пример такой среды — слоистая структура, показанная на рис. 1. Заштрихованные полосы — металлические листы (электрическая проводимость σ , толщина — W), между ними — прослойки диэлектрика (диэлектрическая постоянная ϵ , толщина — t). Эффективная диэлектрическая постоянная и проводимость такой слоистой структуры равны^{1,4}:

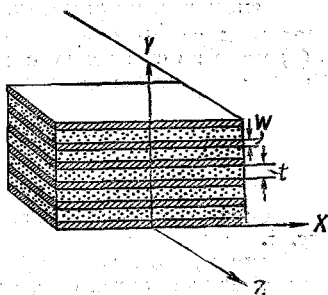


Рис. 1.

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= \epsilon \left(\frac{t}{t+W} \right); & \sigma_x &= \sigma \left(\frac{W}{W+t} \right), \\ \epsilon_y &= \epsilon \left(1 + \frac{W}{t} \right); & \sigma_y &= \sigma \left(\frac{\omega \epsilon}{\sigma} \right)^2 \frac{W}{t} \left(\frac{W}{t} + 1 \right). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Металлические листы обладают некоторой проводимостью σ , поэтому составляющая поля E_x отлична от нуля. Тогда из соотношения $\operatorname{div} D = 0$ следует $\epsilon_y \frac{\partial E_y}{\partial y} + \epsilon_z \frac{\partial E_z}{\partial z} \neq 0$, т. е. волна, распространяющаяся в такой среде, неоднородная: $E = E(y, z) e^{i\omega t - ikx}$. Будем искать решение простейшего типа: не зависящее от z , и, кроме того, примем $E_z = 0$. В этом случае уравнения Максвелла сводятся к системе трёх уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} &= (i\omega \epsilon_x + \sigma_x) E_x; & -\frac{\partial H_z}{\partial x} &= (i\omega \epsilon_y + \sigma_y) E_y; \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -i\omega \mu_0 H_x^*. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Ищем решение уравнений (2) в виде экспоненциального члена $e^{-\alpha y - ikx + i\omega t}$, умноженного на соответствующую амплитуду: E_x, E_y, H_x . Подставляя эти выражения в (2), находим:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -\frac{\alpha}{i\omega \epsilon_x + \sigma_x} H_z, \\ E_y &= \frac{ik}{i\omega \epsilon_y + \sigma_y} H_z, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

*) $B_x = \mu_0 H_x$, тут и всюду далее используется система единиц МКСР₀.

где $H_z = e^{-\alpha y - ikx}$ с показателем экспоненты

$$\alpha = \pm \sqrt{\frac{i\omega\epsilon_x + \sigma_x}{i\omega\epsilon_y + \sigma_y} [i\omega\mu_0\sigma_y - \omega^2\mu_0\epsilon_y + k^2]}. \quad (4)$$

В сплошных металлических проводниках $\sigma_x = \sigma_y$, $\epsilon_x = \epsilon_y$, и (4) принимает вид: $\alpha = \pm \sqrt{i\omega\mu_0\sigma - \omega^2\mu_0\epsilon + k^2}$. Обычно $\sigma \gg \omega\epsilon$, последние 2 члена в (4) малы по сравнению с первыми, и таким образом получаем из (4) обычное выражение для толщины скин-слоя:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma}}.$$

По-иному ведёт себя анизотропная слоистая среда, показанная на рис. 1.

Примем, что основную часть поперечного сечения передающей линии составляет изотропная среда с диэлектрической постоянной ϵ_1 , а слоистый проводник ограничивает эту среду только с краёв. Тогда k — постоянная распространения — будет определяться в основном изотропным диэлектриком, и потому можно принять $k^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_1$. Учитывая (1), находим из (4):

$$\alpha_0 = \pm \left\{ \frac{1}{t} - \sigma_x \omega \mu_0 \left[\left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_x} - 1 \right) + i \frac{\omega \epsilon W}{\sigma t} \right] \right\}^{1/2}. \quad (5)$$

При $\epsilon_1 = \epsilon_x$, т. е. при равенстве эффективной диэлектрической постоянной «слоистой структуры» на краях и основного диэлектрика, заполняющего линию, α достигает своего минимального значения

$$\alpha_0 = \frac{W_k}{W+t} = \frac{W}{W+t} \cdot \frac{2\pi}{\lambda},$$

где λ — длина волны, $\lambda = 2\pi/k$, т. е. поле проникает в слоистую среду на глубину $\delta_0 = \frac{\lambda}{2\pi} \left(1 + \frac{t}{W} \right)$, во много раз превосходящую толщину скин-слоя сплошного металла.

Поясним физический смысл этого результата. Из (2) нетрудно найти изменение E_x на толщине одного металлического слоя $(\Delta E_x)_{мет} = i\omega\mu_0 H_z W$. Изменение E_x на толщине одного слоя диэлектрика составляет $(\Delta E_x)_{диэл} = i\omega\mu_0 H_z \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon} \right)$. Существо эффекта состоит в том, что при $\epsilon = \epsilon_1$ оба эти приращения равны: уменьшение E_x в металлическом слое (обычный скин-эффект) компенсируется увеличением E_x в соседнем слое диэлектрика. Именно по этой причине электромагнитное поле проникает в слоистые структуры на значительную глубину.

Выше рассматривался плоский случай; в случае цилиндрической симметрии — в коаксиальной линии — физическая картина та же, что и в плоских слоях, но расчёт несколько сложнее⁵.

Во всём предыдущем рассмотрении не учитывалось весьма существенное обстоятельство — конечная толщина пластин металла и слоёв диэлектрика. В действительности слоистая среда неоднородна. Заменяя эту реальную неоднородную среду однородной, но анизотропной с эффективными, средними значениями ϵ_x , σ_x , ϵ_y , σ_y , определяемыми из (1), мы допускаем погрешность, которая тем меньше чем меньше W и t . К сожалению,

характерная длина в явлении скин-эффекта — толщина скин-слоя δ — обычно того же порядка, что и W и t . Это обстоятельство сильно усложняет расчёт. Соотношения (1) — (5) следует поэтому рассматривать как качественное пояснение идеи метода, но не как расчётные формулы.

Более точное рассмотрение^{1,2}, с учётом конечной толщины слоёв металла и диэлектрика, показывает, что волна проникает в слоистую среду на глубину $\delta_W = \sqrt{3} \left(1 + \frac{t}{W}\right) \frac{\delta^2}{W}$ (при $W \ll \delta$), которая гораздо меньше $\delta_0 = \frac{\lambda}{2\pi} \left(1 + \frac{t}{W}\right)$, но все же во много раз превышает толщину скин-слоя сплошного проводника $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}}$. Например, для медного

проводника с $W = 0,005$ мм при частоте 18,6 МГц $\delta \sim 0,17$ мм. При $t = 0,02$ мм $\delta_W \sim 20\delta$, т. е. применение слоистого проводника увеличивает толщину скин-слоя в 20 раз и соответственно снижает потери.

Для экспериментальной проверки теории была построена³ коаксиальная четвертьволновая линия длиной в 232 см (рис. 2). Внешний проводник

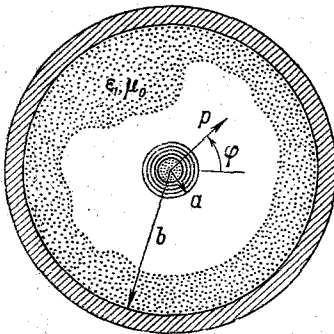


Рис. 2.

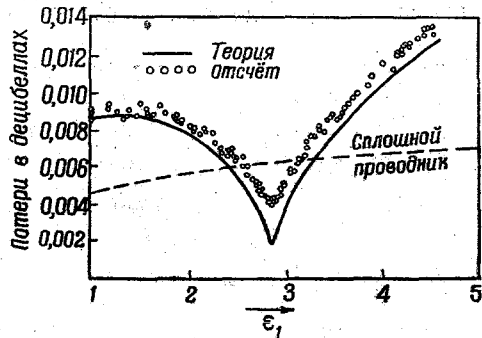


Рис. 3.

линии — медная труба с внутренним диаметром 10,16 см. Внутренний проводник диаметром 6,9 мм был сделан слоистым, аналогично структуре, показанной на рис. 1. Он состоял из 50 слоёв медной фольги толщиной в 0,005 мм, разделённых слоями изоляции толщиной в 0,027 мм и с $\epsilon = 2,4$ (тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta = 10^{-3}$). Этот внутренний проводник был намотан на сплошной стержень из диэлектрика диаметром в 3,7 мм. В пространство между внутренним и внешним проводниками линии помещались диски и трубки из двуокиси титана ($\epsilon = 99$). В зависимости от степени заполнения линии этими дисками и трубками средняя диэлектрическая постоянная среды между внутренним и внешним проводниками линии ϵ_1 принимала значения от 1 до 4,5. Таким путём, постепенно вводя всё новые трубки и диски из TiO_2 , удалось получить кривую зависимости затухания в линии от диэлектрической постоянной ϵ_1 (рис. 3, экспериментальные точки обозначены кружками).

Как это следует из теории (см. (5)), при $\epsilon_1 = \epsilon_x$ потери в линии достигают своего минимума (так как при этом толщина скин-слоя внутреннего проводника максимальна). Для сравнения на рис. 3 показана теоретическая кривая (сплошная линия), а также кривая потерь в такой же линии, но со сплошным внутренним проводником (пунктирная кривая).

Как видно из рис. 1, теория хорошо согласуется с экспериментом. Некоторое расхождение между опытом и теорией объясняется неоднородностями, имевшимися в линии, и в первую очередь — во внутреннем проводнике, изготовленном вручную, а не машинным способом.

М. П.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. M. Clogstone, Proc. Inst. Radio Eng. (PIRE), **39**, 767 (1951).
2. A. M. Clogstone, Bell. Syst. Techn. Journ., **30**, 491 (1951).
3. H. S. Black, C. O. Mallinckrodt, S. P. Morgan, PIRE, **40**, 902 (1952).
4. Sakurai, Journ. Phys. Soc. (Japan), **5**, № 6, 394 (1950).
5. S. Morgan, Bell. Syst. Techn. Journ. **31**, 883 (1952).