ПРОХОЖДЕНИЕ ВОЛНОВОГО ПУЧКА СКВОЗЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПЛАСТИНКУ

Е.Р.Голубятникова, М.И.Петелин

В современных мощных СВЧ-генераторах, в частности гиротронах, вывод излучения осуществляется волновыми пучками с поперечными размерами a, намного превышающими длину волны $\lambda = 2\pi c/\omega$ ($a \gg \lambda$). В качестве окна, разделяющего вакуум и атмосферу, обычно используют диэлектрическую пластину толщиной d, кратной $\lambda/2\sqrt{\varepsilon}$ (ε — диэлектрическая проницаемость), что соответствует условию безотражательного прохождения плоской волны.

Заметим, что волновой пучок конечного сечения является непрерывным набором плоских волн, чему соответствует представление поля падающего пучка на поверхности пластины интегралом Фурье

$$\mathbf{E} = \mathrm{Re}\left[\exp(-i\omega t)\int_{-\infty}^{\infty} dh \int_{-\infty}^{\infty} dg\, \mathrm{E}_{hg}\exp(ihx + igy)\right]. \tag{1}$$

Все спектральные компоненты пройти сквозь пластинку без отражения одновременно не могут, но, очевидно, существует некоторое соотношение параметров пучка и окна, минимизирущее интегральную мощность отраженного пучка. Поиску этого оптимума и посвящена данная статья.

Прохождение и отражение спектральных составляющих. Коэффициенты отражения R и прохождения T для плоских волн с H- и E-поляризациями, вообще говоря, отличаются друг от друга, однако при квазинормальном падении эти различия проявляются лишь в членах порядка h^4, g^4 и выше, поэтому для обеих поляризаций можно использовать общие приближенные формулы [1].

$$\left\{\begin{array}{c} R \\ T-1 \end{array}\right\} = \frac{id(\varepsilon \mp 1)}{2}\cdot\left(k - k_0 \pm \frac{h^2+g^2}{2\varepsilon k_0}\right), \tag{2}$$

где $k = \omega/c$, а $k_0 = n\pi/(d\sqrt{\varepsilon})$, здесь $k_0 c = \omega_0$ представляют частоту плоской однородной волны, которая при нормальном падении проходит сквозь пластинку без отражения.

Поля прошедшего и отраженного волновых пучков

$$\left\{\begin{array}{c} E_r(x,y) \\ E_t(x,y) \end{array}\right\} = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} E(h,g)\left\{\begin{array}{c} R \\ T \end{array}\right\}\exp(ihx+igy)\,dh\,dg \tag{3}$$

на основании (1), (2) могут быть преобразованы к виду:

$$\left\{\begin{array}{l} E_r(x,y) \\ E_t(x,y) - E_0(x,y) \end{array}\right\} = \frac{id(\varepsilon \mp 1)}{2} \cdot \left((k-k_0)E_0(x,y) \mp \right. \tag{4}$$

$$\left. \mp \frac{1}{2\varepsilon k_0} \Delta_\perp E_0(x,y)\right).$$

Отметим, что при $\varepsilon \to 1$ и $k \to k_0$ выражение для прошедшего волнового пучка (4) переходит в решение

$$E_t = E_0 - \frac{d}{2ik_0} \cdot \Delta_\perp E_0(x,y)$$

уравнения поперечной диффузии (уравнения Леонтовича) [2].

Минимизация интегрального коэффициента отражения подбором толщины пластинки. Используя выражение (4), находим интегральный коэффициент отражения волнового пучка

$$\overline{|R|^2} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |E_r|^2\, dxdy}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_0|^2\, dxdy} = \left(k_0 \cdot \frac{d(\varepsilon-1)}{4\varepsilon}\right)^2 \cdot (\alpha^2 + 2C_2\alpha + C_3), \tag{5}$$

где

$$C_2 = \int_{-\infty}^{\infty} (E_0 \cdot \Delta_\perp E_0^* + E_0^* \cdot \Delta_\perp E_0)\, dxdy / 2 \cdot k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} |E_0|^2\, dxdy,$$

$$C_3 = \int_{-\infty}^{\infty} |\Delta_\perp E_0|^2\, dxdy / 2 \cdot k_0^4 \int_{-\infty}^{\infty} |E_0|^2\, dxdy,$$

$\alpha = 2\varepsilon(k-k_0)/k_0$ — относительная отстройка частоты.

Согласно (5) оптимальная ($\partial\overline{|R|^2}/\partial\alpha = 0$) отстройка частоты пучка ω относительно ω_0 реализуется при $\alpha_{\rm opt} = -C_2$. При заданной частоте и структуре падающего пучка оптимальная толщина пластины

$$d_{\rm opt} = \pi n(1 + \alpha_{\rm opt}/2\varepsilon)/\sqrt{\varepsilon}k_0, \tag{6}$$

соответствующий ей коэффициент отражения

$$\left[\overline{|R|^2}\right]_{d=d_{\rm opt}} = \left(k_0 \frac{d(\varepsilon-1)}{4\varepsilon}\right)^2 \cdot (C_3 - C_2^2). \tag{7}$$

В качестве примера рассмотрим пучок с осесимметричным гауссовым распределением поля

$$E_0(r_\perp) = E_0 \exp(-\beta r_\perp^2), \tag{8}$$

где $\beta = 1/a^2 - i/b^2$, a — эффективный радиус поперечного сечения, b — радиус фазового фронта. Для такого пучка согласно (5), (7) и (8)

$$\left[\overline{|R|^2}\right]_{d=d_{opt}} = \left(k_0\frac{d(\varepsilon-1)}{4\varepsilon}\right)^2 \cdot (1+a^4/b^4)/k_0^4 \cdot a^4. \qquad (9)$$

Сравнивая выражение (9) с интегральным коэффициентом отражения для окна с толщиной $d = \pi n/\sqrt{\varepsilon}k_0$:

$$\left[\overline{|R|^2}\right]_{k=k_0} = 2 \cdot \left(k_0\frac{d(\varepsilon-1)}{4\varepsilon}\right)^2 \cdot (1+a^4/b^4)/k_0^4 \cdot a^4,$$

видим, что оптимизация толщины пластины позволяет уменьшить потери мощности при отражении в 2 раза.

Оптимизация фазового фронта падающего волнового потока. Согласно (4) гауссов пучок (8) после прохождения через пластинку приобретает вид

$$E_t = \left\{1 + id(\varepsilon+1)\cdot\left(\frac{k-k_0}{2} - \beta\cdot(1-\beta r_\perp)/\varepsilon k_0\right)\right\} E_0 \exp(-\beta r_\perp^2), \qquad (10)$$

т.е. может быть преобразован к форме (8) с

$$\frac{1}{a_t^2} = \frac{1}{a^2} - \frac{d\lambda(\varepsilon+1)A}{\pi\varepsilon a^4}; \qquad \frac{1}{b_t^2} = \frac{1}{b^2} - \frac{d\lambda(\varepsilon+1)(1-A^2)}{2\pi\varepsilon a^4}, \qquad (11)$$

где $A = a^2/b^2$.

Наиболее интересен случай, когда волновой пучок до и после окна имеет одинаковую ширину: $a_t = a$; согласно (11), это возможно при $1/b = 0$, — когда фазовый фронт в падающем волновом пучке плоский. Минимум коэффициента отражения

$$\left[\overline{|R|^2}\right]_{d=d_{opt},\,1/b=0} = 2 \cdot \left(k_0\frac{d(\varepsilon-1)}{4\varepsilon}\right)^2 \cdot (1+a^4/b^4)/k_0^4 \cdot a^4, \qquad (12)$$

где $G = 1/a^4k_0^4$, достигается при толщине окна $d_{opt} = (1 - 1/2\varepsilon k_0^2a^2)n\lambda/2\sqrt{\varepsilon}$.

В случае пучка эллиптического сечения $G_{ellip} = 1/2a_x^4k_0^4 + 1/2a_y^4k_0^4$. Из выражения (11) следует, что в прошедшем потоке фазовый фронт будет искривлен:

$$1/b^2 = d(\varepsilon+1)/\varepsilon k_0^4a^4,$$

это обстоятельство необходимо учитывать при конструировании внешней (относительно СВЧ источника) волноводной системы.

Хотя, согласно (2), отражение пучка с увеличением поперечного размера a быстро падает, оно может оказаться существенным даже для окон большого сечения. Например, при краевом охлаждении окна пучок целесообразно пропускать в узкой периферийной полосе. При этом минимальная ширина пучка a определяется расстоянием L от окна до ближайшего зеркала внутренней волноводной системы: $a \sim \sqrt{L}$. Соответственно, с уменьшением L/λ потери на отражение возрастают пропорционально $(\lambda/L)^{-2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973, С.74.
2. Леонтович М.А. //Изв.АН СССР. Сер.физ. 1944. Т.8, № 1. С.16-22.

Институт прикладной физики
РАН

Поступила в редакцию
4 декабря 1992 г.

THE WAKE BEAM TRANSIT THROUGH THE DIELECTRIC PLATE

E.R.Golubyatnikova, M.I.Petelin