11

Взаимодействие встречных электромагнитных волн в поглощающей пластине, помещенной в волновод

© Э.А. Геворкян

Московский государственный университет экономики, статистики и информатики,
119501 Москва, Россия
e-mail: gevor_mesi@mail.ru

(Поступило в Редакцию 5 декабря 2011 г. В окончательной редакции 26 июня 2012 г.)

Рассмотрено взаимодействие двух встречных когерентных поперечных электрических и поперечных магнитных электромагнитных волн в поглощающей пластине в волноводе произвольного поперечного сечения. Предположено, что волны с различными начальными фазами падают на границы пластины с двух сторон. Получено аналитическое выражение интерференционного коэффициента прохождения по мощности. Выявлены некоторые физические особенности туннельной интерференции в пластине. Показано, что при определенном соотношении между начальными фазами и амплитудами встречных волн можно создать ситуацию, когда слева от пластины в волноводе присутствует поток электромагнитной энергии, а справа — отсутствует или наоборот.

Введение

Изучению взаимодействия двух встречных когерентных электромагнитных волн в плоскопараллельной поглощающей пластине в неограниченном пространстве в научной литературе посвящено немало теоретических и экспериментальных работ [1–7]. Ниже решается граничная задача отражения и прохождения двух когерентных волн от поглощающей пластины конечной длины, помещенной в волновод произвольного поперечного сечения. Предполагается, что волны падают на пластину с двух сторон. Отметим, что решение поставленной задачи представляет интерес не только с точки зрения развития теории, но и с точки зрения возможности многообразного практического применения физических эффектов, возникающих при взаимодействии встречных электромагнитных волн в поглощающей пластине, помещенной в волновод [8,9].

1. Постановка задачи. Волновые уравнения для поперечного электрического и поперечного магнитного полей в волноводе

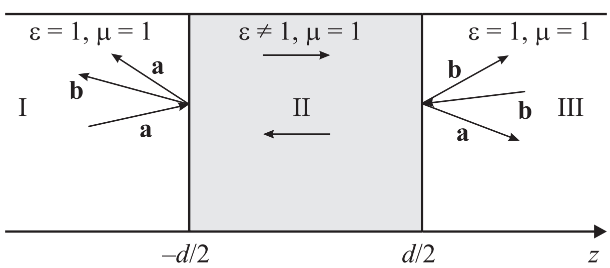
Пусть мы имеем регулярный волновод произвольного поперечного сечения, образующая которого совпадает с осью oz некоторой декартовой системы координат. В волновод помещена поглощающая немагнитная пластина ($\mu = 1$) с постоянной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \neq 1$ и толщиной d, занимающая область $-d/2 \leq z \leq d/2$. В остальной части волновода $\varepsilon = 1$ и $\mu = 1$. Рассмотрим распространение двух встречных когерентных поперечных электрических (TE) и поперечных магнитных (TM) волн **a** и **b** с частотой ω и начальными фазами φ и θ в поглощающей пластине в волноводе, считая при этом, что волна **a** падает на пластину со стороны $z \leq -d/2$, а волна **b** — со стороны $z \geq d/2$ (см. рисунок).

Заметим, что если, как и в наших ранних работах (см., например, [10–12] и указанную в них литературу), TE и TM поля в волноводе, полностью заполненном немагнитной поглощающей средой с диэлектрической проницаемостью ε, описывать с помощью продольных составляющих магнитного и электрического полей $H_z(x, y, z, t)$ и $E_z(x, y, z, t)$, то из уравнений Максвелла получим волновые уравнения для H_z и E_z в виде

$$\Delta_\perp H_z + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} = \frac{4\pi\sigma}{c^2}\frac{\partial H_z}{\partial t}, \tag{1}$$

$$\Delta_\perp E_z + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} = \frac{4\pi\sigma}{c^2}\frac{\partial E_z}{\partial t}, \tag{2}$$

где $\Delta_\perp = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ — двумерный оператор Лапласа, c — скорость света в вакууме, σ — электропроводность заполнения волновода.



Геометрия сечения волновода. На пластину падают встречные волны **a** и **b**.

Решения уравнений (1) и (2) ищем в виде разложений

$$H_z(x,y,z,t)=\sum_{n=0}^{\infty}H_n(z,t)\widehat{\Psi}_n(x,y)$$
$$=\sum_{n=0}^{\infty}H_n(z)\exp(-i\omega t)\widehat{\Psi}_n(x,y), \quad (3)$$

$$E_z(x,y,z,t)=\sum_{n=0}^{\infty}E_n(z,t)\Psi_n(x,y)$$
$$=\sum_{n=0}^{\infty}E_n(z)\exp(-i\omega t)\Psi_n(x,y), \quad (4)$$

где $\widehat{\Psi}_n(x,y)$ и $\Psi_n(x,y)$ — ортонормированные собственные функции соответственно второй и первой краевых задач для поперечного сечения волновода. Эти функции удовлетворяют уравнениям Гельмгольца с соответствующими граничными условиями на поверхности волновода (см. формулы (10) и (11) из работы [10]).

Подставляя (3) и (4) в (1) и (2) и учитывая (10) и (11) работы [10], получим следующие уравнения:
для ТЕ поля

$$\frac{d^2H_n(z)}{dz^2}+\widehat{P}_n^2H_n(z)=0,$$

$$\widehat{P}_n^2=\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\widehat{\lambda}_n^2+i\,\frac{4\pi\sigma\omega}{c^2}, \quad (5)$$

для ТМ поля

$$\frac{d^2E_n(z)}{dz^2}+P_n^2E_n^2H_n(z)=0,$$

$$P_n^2=\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\lambda_n^2+i\,\frac{4\pi\sigma\omega}{c^2}, \quad (6)$$

где $\widehat{\lambda}_n$ и λ_n — собственные значения второй и первой краевых задач для поперечного сечения волновода, соответствующих собственным функциям $\widehat{\Psi}_n(x,y)$ и $\Psi_n(x,y)$.

Решения (5) и (6) имеют вид

$$H_n(z)=\widehat{A}_n\exp(i\widehat{P}_nz), \quad E_n(z)=A_n\exp(iP_nz), \quad (7)$$

где $\widehat{A}_n$ и A_n — известные комплексные амплитуды. Как видно из (5) и (6), волновые числа $\widehat{P}_n$ и P_n являются комплексными величинами. Пусть $\widehat{P}_n=\widehat{\alpha}_n+i\widehat{\beta}_n$ и $P_n=\alpha_n+i\beta_n$. Тогда из (5) и (6) имеем

$$\widehat{\alpha}_n=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\widehat{\lambda}_n^2\right)^2+\frac{16\pi^2\sigma^2\omega^2}{c^4}}\right.$$
$$\left.+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\widehat{\lambda}_n^2\right]^{1/2}, \quad (8)$$

$$\widehat{\beta}_n=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\widehat{\lambda}_n^2\right)^2+\frac{16\pi^2\sigma^2\omega^2}{c^4}}\right.$$
$$\left.-\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\widehat{\lambda}_n^2\right)\right]^{1/2}, \quad (9)$$

$$\alpha_n=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\lambda_n^2\right)^2+\frac{16\pi^2\sigma^2\omega^2}{c^4}}\right.$$
$$\left.+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\lambda_n^2\right]^{1/2}, \quad (10)$$

$$\beta_n=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\lambda_n^2\right)^2+\frac{16\pi^2\sigma^2\omega^2}{c^4}}\right.$$
$$\left.-\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\lambda_n^2\right)\right]^{1/2}. \quad (11)$$

2. Электромагнитные ТЕ и ТМ поля при распространении встречных волн в поглощающей пластине в волноводе

Теперь перейдем к решению поставленной в разд. 1 задачи. Заметим, что электромагнитные ТЕ и ТМ поля двух встречных волн **a** и **b** в различных областях волновода с учетом (7) можно представить в виде

I область $\left(z\le-\frac{d}{2},\ \ \varepsilon=1,\ \ \mu=1\right)$.

$$H_n^I(z)=\widehat{A}_n^a\exp(i\widehat{\Gamma}_nz)+\widehat{D}_n^{ab}\exp(-i\Gamma_nz), \quad (12)$$
$$E_n^I(z)=A_n^a\exp(i\Gamma_nz)+D_n^{ab}\exp(-i\Gamma_nz), \quad (13)$$

где

$$\widehat{\Gamma}_n=\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-\widehat{\lambda}_n^2}, \quad \Gamma_n=\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-\lambda_n^2}, \quad (14)$$

$$\widehat{D}_n^{ab}=\widehat{B}_n^a+\widehat{C}_n^b, \quad D_n^{ab}=B_n^a+C_n^b, \quad (15)$$

$\widehat{A}_n^a=|\widehat{A}_n^a|\exp(i\varphi)$ и $A_n^a=|A_n^a|\exp(i\varphi)$ — известные комплексные амплитуды падающей на пластину волны **a**, $\widehat{B}_n^a$ и B_n^a — неизвестные комплексные амплитуды отраженной от пластины в I область волны **a**, $\widehat{C}_n^a$ и C_n^b — неизвестные комплексные амплитуды прошедшей в I область волны **b**.

II область $\left(-\frac{d}{2}\le z\le\frac{d}{2},\ \ \varepsilon=\mathrm{const}\ne1,\ \ \mu=1\right)$.

$$H_n^{II}(z)=\widehat{F}_n^{ab}\exp(i\widehat{P}_nz)+\widehat{F}_n^{ab}\exp(-i\widehat{P}_nz), \quad (16)$$
$$E_n^{II}(z)=F_n^{ba}\exp(iP_nz)+F_n^{ba}\exp(-iP_nz), \quad (17)$$

где

$$\widehat{F}_n^{ab}=\widehat{M}_n^a+\widehat{N}_n^b,\quad \widehat{F}_n^{ba}=\widehat{M}_n^b+\widehat{N}_n^a,$$

$$F_n^{ab}=M_n^a+N_n^b,\quad F_n^{ba}=M_n^b+N_n^a, \tag{18}$$

$\widehat{M}_n^a$, M_n^a, $\widehat{M}_n^b$, M_n^b, $\widehat{N}_n^a$, N_n^a, $\widehat{N}_n^b$, N_n^b — незвестные комплексные амплитуды волн в поглощающей пластине в волноводе.

III область $\left(z\geq\frac{d}{2},\quad \varepsilon=1,\quad \mu=1\right)$.

$$H_n^{\mathrm{III}}(z)=\widehat{A}_n^b\exp(-i\widehat{\Gamma}_n z)+\widehat{D}_n^{ba}\exp(i\widehat{\Gamma}_n z), \tag{19}$$

$$E_n^{\mathrm{III}}(z)=A_n^b\exp(-i\Gamma_n z)+D_n^{ba}\exp(i\Gamma_n z), \tag{20}$$

где

$$\widehat{D}_n^{ba}=\widehat{B}_n^b+\widehat{C}_n^a,\quad D_n^{ba}=B_n^b+C_n^a, \tag{21}$$

$\widehat{A}_n^b=|\widehat{A}_n^b|\exp(i\theta)$ и $A_n^b=|A_n^b|\exp(i\theta)$ — известные комплексные амплитуды падающей на пластину волны **b**, $\widehat{B}_n^b$ и B_n^b — неизвестные комплексные амплитуды отраженной от пластины в III область волны **b**, $\widehat{C}_n^a$ и C_n^a — неизвестные комплексные амплитуды прошедшей в III область волны **a**.

Теперь требуя, чтобы (12), (13), (16), (17), (19) и (20) удовлетворяли следующим граничным условиям при $z=\pm\frac{d}{2}$:

$$H_n^{\mathrm{I}}(z)=H_n^{\mathrm{II}}(z),\quad \frac{dH_n^{\mathrm{I}}(z)}{dz}=\frac{dH_n^{\mathrm{II}}(z)}{dz}, \tag{22}$$

$$E_n^{\mathrm{I}}(z)=\varepsilon E_n^{\mathrm{II}}(z),\quad \frac{dE_n^{\mathrm{I}}(z)}{dz}=\frac{dE_n^{\mathrm{II}}(z)}{dz}, \tag{23}$$

$$H_n^{\mathrm{II}}(z)=H_n^{\mathrm{III}}(z),\quad \frac{dH_n^{\mathrm{II}}(z)}{dz}=\frac{dH_n^{\mathrm{III}}(z)}{dz}, \tag{24}$$

$$\varepsilon E_n^{\mathrm{II}}(z)=E_n^{\mathrm{III}}(z),\quad \frac{dE_n^{\mathrm{II}}(z)}{dz}=\frac{dE_n^{\mathrm{III}}(z)}{dz}, \tag{25}$$

мы получим систему алгебраических уравнений для определения неизвестных амплитуд. Решение этой системы приводит к следующим выражениям для амплитуд волны **a**:

$$\widehat{B}_n^a=\frac{\left(\widehat{\Gamma}_n^2-\widehat{P}_n^2\right)\exp(-i\widehat{\Gamma}_n d)[\exp(i\widehat{P}_n d)-\exp(-i\widehat{P}_n d)]}{\widehat{\Delta}_n}\widehat{A}_n^a, \tag{26}$$

$$B_n^a=\frac{\left(\varepsilon^2\Gamma_n^2-P_n^2\right)\exp(-i\Gamma_n d)[\exp(iP_n d)-\exp(-iP_n d)]}{\Delta_n}A_n^a, \tag{27}$$

$$\widehat{C}_n^a=-\frac{4\widehat{\Gamma}_n\widehat{P}_n\exp(-i\widehat{\Gamma}_n d)}{\widehat{\Delta}_n}\widehat{A}_n^a,$$

$$C_n^a=-\frac{4\varepsilon\Gamma_n P_n\exp(-i\Gamma_n d)}{\Delta_n}A_n^a, \tag{28}$$

$$\widehat{M}_n^a=-\frac{2\widehat{\Gamma}_n(\widehat{\Gamma}_n+\widehat{P}_n)\exp[i(\widehat{P}_n+\widehat{\Gamma}_n)\frac{d}{2}]}{\widehat{\Delta}_n}\widehat{A}_n^a, \tag{29}$$

$$M_n^a=-\frac{2\Gamma_n(\varepsilon\Gamma_n+P_n)\exp[-i(P_n+\Gamma_n)\frac{d}{2}]}{\Delta_n}A_n^a, \tag{30}$$

$$\widehat{N}_n^a=\frac{2\widehat{\Gamma}_n(\widehat{\Gamma}_n-\widehat{P}_n)\exp[i(\widehat{P}_n-\widehat{\Gamma}_n)\frac{d}{2}]}{\widehat{\Delta}_n}\widehat{A}_n^a, \tag{31}$$

$$N_n^a=\frac{2\Gamma_n(\varepsilon\Gamma_n-P_n)\exp[i(P_n-\Gamma_n)\frac{d}{2}]}{\Delta_n}A_n^a, \tag{32}$$

где

$$\widehat{\Delta}_n=(\widehat{\Gamma}_n-\widehat{P}_n)^2\exp(i\widehat{P}_n d)-(\widehat{\Gamma}_n+\widehat{P}_n)^2\exp(-i\widehat{P}_n d), \tag{33}$$

$$\Delta_n=(\varepsilon\Gamma_n-P_n)^2\exp(iP_n d)-(\varepsilon\Gamma_n+P_n)^2\exp(-iP_n d). \tag{34}$$

Выражения для амплитуд волны **b** отличаются от (26)–(32) тем, что в них вместо величин $\widehat{A}_n^a$ и A_n^a будут присутствовать величины $\widehat{A}_n^b$ и A_n^b. Это есть следствие того, что случай падения волны **a** на пластину слева симметричен случаю падения волны **b** на пластину сплава.

Полученные выраженя для амплитуд волн **a** и **b** позволяют найти коэффициенты отражения и прохождения по мощности. Вычисления приводят к следующим выражениям:

$$\widehat{R}_n=\frac{\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{ref},a}}{\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inc},a}}=\frac{\left|\widehat{B}_n^a\right|^2}{\left|\widehat{A}_n^a\right|^2}=\frac{\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{ref},b}}{\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inc},b}}=\frac{\left|\widehat{B}_n^b\right|^2}{\left|\widehat{A}_n^b\right|^2}=\widehat{R}_n^b=\widehat{R}_n$$

$$=\frac{\mathrm{ch}\,2\widehat{\beta}_n d-\cos 2\widehat{\alpha}_n d}{\mathrm{ch}(\widehat{\eta}_n+2\widehat{\beta}_n d)-\cos(\widehat{\gamma}_n-2\widehat{\alpha}_n d)}, \tag{35}$$

$$R_n^a=\frac{S_{zn}^{\mathrm{ref},a}}{S_{zn}^{\mathrm{inc},a}}=\frac{|B_n^a|^2}{|A_n^a|^2}=\frac{S_{zn}^{\mathrm{ref},b}}{S_{zn}^{\mathrm{inc},b}}=\frac{|B_n^b|^2}{|A_n^b|^2}=R_n^b=R_n$$

$$=\frac{\mathrm{ch}\,2\beta_n d-\cos 2\alpha_n d}{\mathrm{ch}(\eta_n+2\beta_n d)-\cos(\gamma_n-2\alpha_n d)}, \tag{36}$$

$$\widehat{T}_n^a=\frac{\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{trans},a}}{\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inc},a}}=\frac{\left|\widehat{C}_n^a\right|^2}{\left|\widehat{A}_n^a\right|^2}=\frac{\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{trans},b}}{\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inc},b}}=\frac{\left|\widehat{C}_n^b\right|^2}{\left|\widehat{A}_n^b\right|^2}=\widehat{T}_n^b=\widehat{T}_n$$

$$=\frac{8\widehat{\Gamma}_n^2\left(\widehat{\alpha}_n^2+\widehat{\beta}_n^2\right)}{\left[\left(\widehat{\alpha}_n^2+\widehat{\beta}_n^2+\widehat{\Gamma}_n^2\right)^2-4\widehat{\alpha}_n^2\widehat{\Gamma}_n^2\right]\left[\mathrm{ch}\left(\widehat{\eta}_n+2\widehat{\beta}_n d\right)-\cos(\widehat{\gamma}_n-2\widehat{\alpha}_n d)\right]}, \tag{37}$$

$$T_n^a=\frac{S_{zn}^{\mathrm{trans},a}}{S_{zn}^{\mathrm{inc},a}}=\frac{\left|C_n^a\right|^2}{\left|A_n^a\right|^2}=\frac{S_{zn}^{\mathrm{trans},b}}{S_{zn}^{\mathrm{inc},b}}=\frac{\left|C_n^b\right|^2}{\left|A_n^b\right|^2}=T_n^b=T_n$$

$$=\frac{8\varepsilon^2\Gamma_n^2\left(\alpha_n^2+\beta_n^2\right)}{\left[\left(\alpha_n^2+\beta_n^2+\varepsilon^2\Gamma_n^2\right)^2-4\alpha_n^2\varepsilon^2\Gamma_n^2\right]\left[\mathrm{ch}\left(\eta_n+2\beta_n d\right)-\cos(\gamma_n-2\alpha_n d)\right]}, \tag{38}$$

где

$$\mathrm{tg}\,\widehat{\gamma}_n=\frac{4\widehat{\beta}_n\widehat{\Gamma}_n\left(\widehat{\Gamma}_n^2-\widehat{\alpha}_n^2-\widehat{\beta}_n^2\right)}{\left(\widehat{\Gamma}_n^2-\widehat{\alpha}_n^2-\widehat{\beta}_n^2\right)^2-4\widehat{\beta}_n^2\widehat{\Gamma}_n^2},$$

$$\mathrm{tg}\,\gamma_n=\frac{4\beta_n\varepsilon\Gamma_n(\varepsilon^2\Gamma_n^2-\alpha_n^2-\beta_n^2)}{(\varepsilon^2\Gamma_n^2-\alpha_n^2-\beta_n^2)^2-4\beta_n^2\varepsilon^2\Gamma_n^2}, \tag{39}$$

$$\operatorname{tg}\widehat{\eta}_n=\frac{4\widehat{\alpha}_n\widehat{\Gamma}_n\left(\widehat{\Gamma}_n^2+\widehat{\alpha}_n^2+\widehat{\beta}_n^2\right)}{\left(\widehat{\Gamma}_n^2+\widehat{\alpha}_n^2+\widehat{\beta}_n^2\right)^2+4\widehat{\alpha}_n^2\widehat{\Gamma}_n^2},$$

$$\operatorname{tg}\eta_n=\frac{4\alpha_n\varepsilon\Gamma_n(\varepsilon^2\Gamma_n^2+\alpha_n^2+\beta_n^2)}{(\varepsilon^2\Gamma_n^2+\alpha_n^2+\beta_n^2)^2+4\alpha_n^2\varepsilon^2\Gamma_n^2}. \tag{40}$$

3. Потоки электромагнитной энергии в областях I и III в волноводе

Выражения (19) и (20) позволяют с помощью вектора Умова–Пойнтинга найти усредненные по периоду колебаний потоки электромагнитной энергии ТЕ и ТМ волн в области III в волноводе. Вычисления приводят к следующему:

$$\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{III}}=\frac{1}{8\pi}\frac{\omega\widehat{\Gamma}_n}{\widehat{\lambda}_n^2}\left|\widehat{C}_n^a\right|^2+\frac{1}{8\pi}\frac{\omega\widehat{\Gamma}_n}{\widehat{\lambda}_n^2}\left|\widehat{B}_n^b\right|^2+\frac{1}{4\pi}\frac{\omega\widehat{\Gamma}_n}{\widehat{\lambda}_n^2}\operatorname{Re}\left(\widehat{C}_n^a\overline{\widehat{B}}_n^b\right), \tag{41}$$

$$S_{zn}^{\mathrm{III}}=\frac{1}{8\pi}\frac{\omega\Gamma_n}{\lambda_n^2}\left|C_n^a\right|^2+\frac{1}{8\pi}\frac{\omega\Gamma_n}{\lambda_n^2}\left|B_n^a\right|^2+\frac{1}{4\pi}\frac{\omega\Gamma_n}{\lambda_n^2}\operatorname{Re}\left(C_n^a\overline{B}_n^b\right), \tag{42}$$

где последние члены есть интерференционные потоки, возникающие в результате взаимодействия волн **a** и **b** в пластине, а величины $\overline{\widehat{B}}_n^b$ и $\overline{B}_n^b$ есть комплексно сопряженные выражения $\widehat{B}_n^b$ и $\overline{B}_n^b$. Итак имеем

$$\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inter},ba}=\frac{1}{4\pi}\frac{\omega\widehat{\Gamma}_n}{\widehat{\lambda}_n^2}\operatorname{Re}\left(\widehat{C}_n^a\overline{\widehat{B}}_n^b\right),$$

$$S_{zn}^{\mathrm{inter},ba}=\frac{1}{4\pi}\frac{\omega\Gamma_n}{\lambda_n^2}\operatorname{Re}\left(C_n^a\overline{B}_n^b\right), \tag{43}$$

$$\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inc},a}=\frac{1}{8\pi}\frac{\omega\widehat{\Gamma}_n}{\widehat{\lambda}_n^2}\left|\widehat{A}_n^a\right|^2,\ S_{zn}^{\mathrm{inc},a}=\frac{1}{8\pi}\frac{\omega\Gamma_n}{\lambda_n^2}\left|A_n^a\right|^2, \tag{44}$$

$$\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inc},b}=\frac{1}{8\pi}\frac{\omega\widehat{\Gamma}_n}{\widehat{\lambda}_n^2}\left|\widehat{A}_n^b\right|^2,\ S_{zn}^{\mathrm{inc},b}=\frac{1}{8\pi}\frac{\omega\Gamma_n}{\lambda_n^2}\left|A_n^b\right|^2. \tag{45}$$

Как и в работах [1,2], введем коэффициенты интерференционного прохождения по мощности $\widehat{T}_n^{\mathrm{inter},ba}$ и $T_n^{\mathrm{inter},ba}$ формулами

$$\frac{\sqrt{\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inter},ba}}}{\sqrt{\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inc},a}\cdot\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inc},b}}}=\widehat{T}_n^{\mathrm{inter}}\sin\left(\varphi-\theta+\widehat{\delta}\right), \tag{46}$$

$$\frac{\sqrt{S_{zn}^{\mathrm{inter},ba}}}{\sqrt{S_{zn}^{\mathrm{inc},a}\cdot S_{zn}^{\mathrm{inc},b}}}=T_n^{\mathrm{inter}}\sin(\varphi-\theta+\delta), \tag{47}$$

где

$$\widehat{T}_n^{\mathrm{inter},ba}=\sqrt{\widehat{T}_{1n}^2+\widehat{T}_{2n}^2},\quad T_n^{\mathrm{inter}}=\sqrt{T_{1n}^2+T_{2n}^2},$$

$$\operatorname{tg}\widehat{\delta}=\frac{\widehat{T}_{2n}}{\widehat{T}_{1n}},\quad \operatorname{tg}\delta=\frac{T_{2n}}{T_{1n}}, \tag{48}$$

$$\widehat{T}_{1n}=-\frac{16\widehat{\Gamma}_n}{\left|\widehat{\Delta}_n\right|^2}\Big[\widehat{\beta}_n\left(\widehat{\Gamma}_n^2+\left|\widehat{P}_n\right|^2\right)\operatorname{sh}\left(\widehat{\beta}_nd\right)\cos\left(\widehat{\alpha}_nd\right)+\widehat{\alpha}_n\left(\widehat{\Gamma}_n^2+\left|\widehat{P}_n\right|^2\right)\operatorname{ch}\left(\widehat{\beta}_nd\right)\sin\left(\widehat{\alpha}_nd\right)\Big], \tag{49}$$

$$T_{1n}=-\frac{16\varepsilon\Gamma_n}{|\Delta_n|^2}\Big[\beta_n\left(\varepsilon^2\Gamma_n^2+|P_n|^2\right)\operatorname{sh}\left(\beta_nd\right)\cos\left(\alpha_nd\right)+\alpha_n\left(\varepsilon^2\Gamma_n^2+|P_n|^2\right)\operatorname{ch}\left(\beta_nd\right)\sin\left(\alpha_nd\right)\Big], \tag{50}$$

$$\widehat{T}_{2n}=-\frac{16\widehat{\Gamma}_n}{\left|\widehat{\Delta}_n\right|^2}\Big[\widehat{\alpha}_n\left(\widehat{\Gamma}_n^2-\left|\widehat{P}_n\right|^2\right)\operatorname{sh}\left(\widehat{\beta}_nd\right)\cos\left(\widehat{\alpha}_nd\right)-\widehat{\beta}_n\left(\widehat{\Gamma}_n^2+\left|\widehat{P}_n\right|^2\right)\operatorname{ch}\left(\widehat{\beta}_nd\right)\sin\left(\widehat{\alpha}_nd\right)\Big], \tag{51}$$

$$T_{2n}=-\frac{16\varepsilon\Gamma_n}{|\Delta_n|^2}\Big[\alpha_n\left(\varepsilon^2\Gamma_n^2-|P_n|^2\right)\operatorname{sh}\left(\beta_nd\right)\cos\left(\alpha_nd\right)-\beta_n\left(\varepsilon^2\Gamma_n^2+|P_n|^2\right)\operatorname{ch}\left(\beta_nd\right)\sin\left(\alpha_nd\right)\Big], \tag{52}$$

Вычисляя $\widehat{T}_n^{\mathrm{inter}}$ и T_n^{inter} по формулам (48) с учетом (49)–(52), получим

$$\widehat{T}_n^{\mathrm{inter}}=\frac{8\widehat{\Gamma}_n\sqrt{\left(\widehat{\alpha}_n^2+\widehat{\beta}_n^2\right)(\operatorname{ch}2\widehat{\beta}_nd-\cos2\widehat{\alpha}_nd)}}{\sqrt{2}\sqrt{\left(\widehat{\alpha}_n^2+\widehat{\beta}_n^2+\widehat{\Gamma}_n^2\right)-4\widehat{\alpha}_n^2\widehat{\Gamma}_n^2}\Big[\operatorname{ch}\left(\widehat{\eta}_n+2\widehat{\beta}_nd\right)-\cos\left(\widehat{\gamma}_n-2\widehat{\alpha}_nd\right)\Big]}, \tag{53}$$

$$T_n^{\mathrm{inter}}=\frac{8\varepsilon\Gamma_n\sqrt{\left(\alpha_n^2+\beta_n^2\right)(\operatorname{ch}2\beta_nd-\cos2\alpha_nd)}}{\sqrt{2}\sqrt{\alpha_n^2+\beta_n^2+\varepsilon^2\Gamma_n^2-4\alpha_n^2\Gamma_n^2}\Big[\operatorname{ch}\left(\eta_n+2\beta_nd\right)-\cos\left(\gamma_n-2\alpha_nd\right)\Big]}. \tag{54}$$

Как видно из (35)–(38), (53), (54), величины $\widehat{T}_n^{\mathrm{inter}}$, T_n^{inter}, $\widehat{R}_n$, $\widehat{T}_n$, R_n, T_n удовлетворяют условию

$$\widehat{T}_n^{\mathrm{inter}}=2\sqrt{\widehat{T}_n\widehat{R}_n},\quad T_n^{\mathrm{inter}}=2\sqrt{R_nT_n}. \tag{55}$$

Отметим, что аналогичный результат в случае неограниченного пространства получен и в работах [1,2].

Теперь из (41) и (42) с учетом (35)–(38), (46), (47) и (55) для потоков электромагнитной энергии в области III в волноводе получим

$$\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{III}} = \widehat{S}_{zn}^{\mathrm{ref},b} + \widehat{S}_{zn}^{\mathrm{trans},a} + \widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inter},ba}$$

$$= \frac{1}{8\pi}\,\frac{\omega\widehat{\Gamma}_n}{\widehat{\lambda}_n^2}\left[\widehat{T}_n\big|\widehat{A}_n^a\big|^2 + \widehat{R}_n\big|\widehat{A}_n^b\big|^2\right.$$

$$\left.+\,2\big|\widehat{A}_n^a\big|\big|\widehat{A}_n^b\big|\sqrt{\widehat{R}_n\widehat{T}_n}\sin\left(\varphi-\theta+\widehat{\delta}\right)\right], \tag{56}$$

$$S_{zn}^{\mathrm{III}} = S_{zn}^{\mathrm{ref},b} + S_{zn}^{\mathrm{trans},a} + S_{zn}^{\mathrm{inter},ba}$$

$$= \frac{1}{8\pi}\,\frac{\omega\Gamma_n}{\lambda_n^2}\left[T_n\big|A_n^a\big|^2 + R_n\big|A_n^b\big|^2\right.$$

$$\left.+\,2\big|A_n^a\big|\big|A_n^b\big|\sqrt{R_nT_n}\sin\left(\varphi-\theta+\delta\right)\right]. \tag{57}$$

Потоки электромагнитной энергии в области I в волноводе будут иметь вид

$$\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{I}} = \widehat{S}_{zn}^{\mathrm{ref},a} + \widehat{S}_{zn}^{\mathrm{trans},b} + \widehat{S}_{zn}^{\mathrm{inter},ab}$$

$$= \frac{1}{8\pi}\,\frac{\omega\widehat{\Gamma}_n}{\widehat{\lambda}_n^2}\left[\widehat{R}_n\big|\widehat{A}_n^a\big|^2 + \widehat{T}_n\big|\widehat{A}_n^b\big|^2\right.$$

$$\left.+\,2\big|\widehat{A}_n^a\big|\big|\widehat{A}_n^b\big|\sqrt{\widehat{R}_n\widehat{T}_n}\sin\left(\varphi-\theta+\delta\right)\right], \tag{58}$$

$$S_{zn}^{I} = S_{zn}^{\mathrm{ref},a} + S_{zn}^{\mathrm{trans},b} + S_{zn}^{\mathrm{inter},ab}$$

$$= \frac{1}{8\pi}\,\frac{\omega\Gamma_n}{\lambda_n^2}\left[R_n\big|A_n^a\big|^2 + T_n\big|A_n^b\big|^2\right.$$

$$\left.+\,2\big|A_n^a\big|\big|A_n^b\big|\sqrt{R_nT_n}\sin\left(\varphi-\theta+\delta\right)\right]. \tag{59}$$

Анализ выражений (56)–(59) приводит к следующим результатам:

1. Если $\varphi-\theta+\widehat{\delta}=-\frac{\pi}{2}$, $\varphi-\theta+\delta=-\frac{\pi}{2}$ и $\frac{|\widehat{A}_n^b|}{|\widehat{A}_n^a|}=\frac{\widehat{T}_n}{\widehat{R}_n}$, $\frac{|A_n^b|}{|A_n^a|}=\frac{T_n}{R_n}$, то

$$\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{III}}=0,\quad S_{zn}^{\mathrm{III}}=0,\quad \widehat{S}_{zn}^{\mathrm{I}}\neq 0,\quad S_{zn}^{\mathrm{I}}\neq 0. \tag{60}$$

2. Если $\theta-\varphi+\widehat{\delta}=-\frac{\pi}{2}$, $\theta-\varphi+\delta=-\frac{\pi}{2}$ и $\frac{|\widehat{A}_n^b|}{|\widehat{A}_n^a|}=\frac{\widehat{R}_n}{\widehat{T}_n}$, $\frac{|A_n^b|}{|A_n^a|}=\frac{R_n}{T_n}$, то

$$\widehat{S}_{zn}^{\mathrm{I}}=0,\quad S_{zn}^{\mathrm{I}}=0,\quad \widehat{S}_{zn}^{\mathrm{III}}\neq 0,\quad S_{zn}^{\mathrm{III}}\neq 0. \tag{61}$$

Заключение

Резюмируя плученные выше результаты, приходим к выводу, что выбором соответствующим образом начальных фаз φ,θ и фазовых сдвигов $\widehat{\delta},\delta$ встречных волн, а также амплитуд этих волн можно достичь того, что в области I вне пластины будут присутствовать потоки электромагнитной энергии ТЕ и ТМ волн, а в области III вне пластины они будут отсутствовать, или наоборот. Другими словами, появляется возможность управления электромагнитными потоками встречных волн, проходящих через поглощающую пластину в волноводе. Интерференция встречных волн при их распространении в поглощающей пластине, в результате которой возникает туннельный интерференционный поток энергии (см. [3]), может иметь широкие применения при создании различных радиофизических устройств и при проведении различных измерений.

Список литературы

[1] *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 21. С. 34–37.

[2] *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 3. С. 20–25.

[3] *Сидоренков В.В., Толмачев В.В., Федотова С.В.* // Известия РАН. Сер. физическая. 2001. Т. 65. № 12. С. 1176–1182.

[4] *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* http: // www.scitsclibrary.ru /texsts/rus/stat/st. 2251. pdf.

[5] *Афанасьев С.А., Семенцов Д.И.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 10. С. 77–80.

[6] *Астахов П.В., Митюрич Г.С.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 15. С. 85–89.

[7] *Санников Д.Г., Семенцов Д.И.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 23. С. 19–26.

[8] *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. 1992. № 1. С. 43–56.

[9] *Колоколов А.А., Скроцкий Г.В.* // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 165–174.

[10] *Геворкян Э.А.* // Успехи современной радиоэлектроники. 2006. № 1. С. 3–29.

[11] *Геворкян Э.А.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 134–137.

[12] *Геворкян Э.А.* // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53. № 5. С. 565–569.