

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ В ВИДЕ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО ЗАПОЛНЕНИЯ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА ДИЭЛЕКТРИКОМ С РАЗЛИЧНЫМИ ФОРМАМИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА

А. Г. Шейн, Ю. В. Шаворыкин, В. П. Мельников

Харьков

Бриллюэновская концепция представления волноводных волн плоскими волнами, претерпевающими отражение от стенок волновода [1, 2], оказалась полезной для выяснения физической сущности длины волны, фазовой и групповой скорости, картины полей в волноводе, а также при решении ряда задач волноводной техники. Так, например, первоначально исходя именно из этой концепции, было определено затухание в волноводе с неидеальными стенками.

Целью данной работы является исследование на основе концепции Бриллюэна характера неоднородности в волноводе в виде полубесконечного ($z > 0$) заполнения его диэлектриком с формой границ раздела свободное пространство — диэлектрик, обеспечивающей горизонтальную либо вертикальную поляризацию, и определение условий, при которых отражение от данной границы минимально в рабочем диапазоне частот волновода.

Согласно Бриллюэну [1], волноводная волна в прямоугольном волноводе может быть представлена суперпозицией нескольких плоских однородных волн [2]. Рассмотрим H_{10} -волну в прямоугольном волноводе. Составляющие поля этой волны

$$\begin{aligned} E_y &= Ajk \frac{\pi}{a} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-\gamma z}; \\ H_x &= Aj\gamma \frac{\pi}{a} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-\gamma z}; \\ H_z &= A \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \cos \frac{\pi x}{a} e^{-\gamma z}; \end{aligned} \quad (1)$$

при введении обозначений

$$\frac{\pi}{a} = \alpha; \quad \frac{\gamma}{k} = \cos \beta_n; \quad \frac{\alpha}{k} = \sin \beta_n \quad (2)$$

могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} E_y &= e^{-\gamma z + i\alpha x} - e^{-\gamma z - i\alpha x}; \\ H_x &= \cos \beta_n [e^{-\gamma z + i\alpha x} - e^{-\gamma z - i\alpha x}]; \\ H_z &= \sin \beta_n [e^{-\gamma z + i\alpha x} + e^{-\gamma z - i\alpha x}]. \end{aligned} \quad (3)$$

В каждой из этих составляющих первое слагаемое представляет собой компонент поля плоской волны, распространяющейся под углом $-\beta_n$; второе слагаемое — под углом $+\beta_n$ к оси z . Иначе, волна H_{10} представляет собой суперпозицию двух волн, распространяющихся под углами $\pm\beta_n$ к оси z , одна из которых может рассматриваться как отражение другой от стенки волновода.

Не будем останавливаться на зависимостях фазовой и групповой скорости от частоты, которые подробно рассматриваются в работе [3]. Остановимся только на зависимости угла β_n , под которым бриллюэновская волна распространяется по отношению к оси z , от длины волны. Этот угол определяется из условия

$$\cos \beta_n = \frac{\gamma_n}{k} = \frac{\lambda}{\lambda_{кр}}$$

или

$$\cos \beta_n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}. \quad (4)$$

Из уравнения (4) видно, что при

$$\begin{aligned} \lambda \rightarrow 0, \quad \cos \beta_n \rightarrow 1, \quad \beta_n \rightarrow 0; \\ \lambda \rightarrow \lambda_{кр}, \quad \cos \beta_n \rightarrow 0, \quad \beta_n \rightarrow \frac{\pi}{2}, \end{aligned}$$

т. е. угол изменяется в пределах $0 < \beta_n < \frac{\pi}{2}$.

Для волны H_{10} рабочий диапазон определяется соотношением $0,6\lambda_{кр} < \lambda < 0,9\lambda_{кр}$, что соответствует изменению угла β_n в пределах

$$37^\circ < \beta_n < 64^\circ. \quad (5)$$

Таким образом, изучение падения волны H_{10} на границу раздела свободное пространство — диэлектрик в прямоугольном волноводе с полубесконечным заполнением ($z > 0$) можно заменить исследованием падения на границу бриллюэновской волны под углом $\varphi_n = |\beta_n|$ (рис. 1, а). В этом случае в зависимости от ориентации границы раздела по отношению к осям координат (или к стенкам волновода) могут иметь место как горизонтальная, так и вертикальная (либо смешанная) поляризации, которые рассмотрим ниже.

Горизонтальная поляризация. Для границы раздела, перпендикулярной обеим стенкам волновода (рис. 1, а) вектор E бриллюэновской волны параллелен границе раздела, что соответствует случаю горизонтальной поляризации. Для этого случая формулы Френеля имеют вид: коэффициент отражения

$$\rho_2 = \frac{\gamma_2 \cos \varphi - \gamma_1 \cos \theta}{\gamma_2 \cos \varphi + \gamma_1 \cos \theta}; \quad (6)$$

коэффициент прохождения

$$t_2 = \frac{2\gamma_2 \cos \varphi}{\gamma_2 \cos \varphi + \gamma_1 \cos \theta},$$

где $\gamma_i = \sqrt{\frac{\mu_i}{\epsilon_i}}$.

Угол преломления θ определяем из закона Снелля

$$\frac{\sin \theta}{\sin \varphi} = \frac{n_1}{n_2} = n_{12}, \quad (7)$$

где $n_i = \sqrt{\mu_i \epsilon_i}$.

На рис. 1, б приведен график зависимости коэффициента отражения $\rho_2 = f(\varphi_n) = f\left(\frac{l}{l_{кр}}\right)$, на котором отмечена область, соответствующая рабочему диапазону волны H_{10} . Из графика видно, что в случае перпендикулярной границы раздела в рабочем диапазоне длин волн коэффициент отражения несколько выше минимального и неравномерен по диапазону, поскольку угол падения бриллюэновской волны $\varphi_n = |\beta_n|$ изменяется в пределах, определяемых соотношением (5).

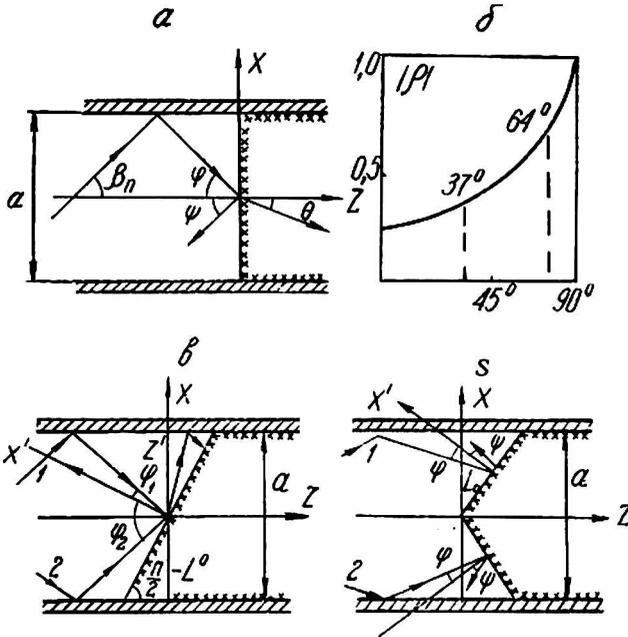


Рис. 1.

При наклоне границы под углом α_0 к оси x волновода (рис. 1, в) угол падения этой волны

$$\varphi_n = \beta_n \pm \alpha_0, \tag{8}$$

где знаки + и - относятся к первой и второй волнам соответственно. Нормальное падение бриллюэновских волн имеет место при выполнении равенства

$$\varphi_n = \beta_n - \alpha_0 = 0, \tag{9}$$

которое выполняется только на фиксированной частоте. При этом коэффициент отражения от границы имеет минимальную величину.

Волны, отраженные от различных точек наклонной границы раздела, приходят в плоскость перпендикулярного сечения волновода с различными фазами, в связи с чем коэффициент отражения

$$|\Gamma| = |\rho_2| \cos \frac{\Delta\psi}{2}, \tag{10}$$

где $\Delta\psi$ — разность фаз, определяемая на основании законов геометрической оптики. Минимальное отражение имеет место при выполнении равенства

$$\Delta\psi = (2\rho - 1)\pi, \quad (11)$$

где $\rho = 0, 1, 2, \dots$

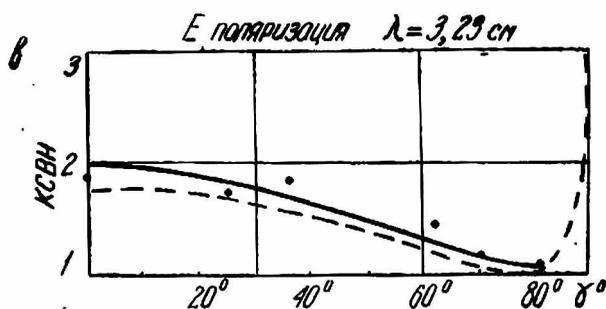
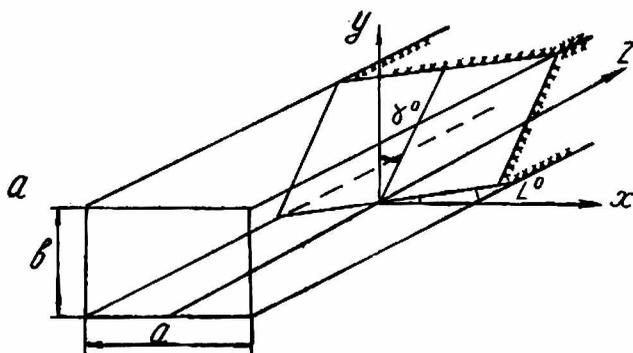


Рис. 2.

Для клинообразной границы, изображенной на рис. 1, z , угол падения бриллюэновской волны также определяется формулой (8), а коэффициент отражения от такой неоднородности — соотношением (10).

Таким образом, наклоном границы раздела к оси волновода можно добиться получения минимального коэффициента отражения для случая горизонтальной поляризации.

Вертикальная поляризация. При выполнении равенства

$$\varphi_n = \gamma_n - \alpha_0 = 0$$

на фиксированной частоте обеспечивается нормальное падение плоских волн на границу раздела. Если при этом границу наклонять по отношению к широким стенкам волновода, то вектор \vec{H} останется параллельным границе раздела, а вектор \vec{E} будет наклонен к ней, что соответствует падению бриллюэновской волны с вертикальной поляризацией. Этот случай проиллюстрирован на рис. 2, a . Угол α_0 соответствует углу наклона границы к узкой стенке волновода, угол γ_0 — углу наклона границы раздела по отношению к оси y .

На данной фиксированной частоте, для которой выполняется равенство (9), угол γ_0 является углом падения плоской волны с вертикальной поляризацией. На рис. 2, б приведен график зависимости коэффициента отражения от угла падения γ_0 , рассчитанный по формуле Френеля (пунктирная кривая):

$$p_v = - \frac{\gamma_2 \cos \theta - \gamma_1 \cos \gamma}{\gamma_2 \cos \theta + \gamma_1 \cos \gamma}. \quad (12)$$

Как видно из графика, при угле падения, равном углу Брюстера

$$\sin \gamma = \frac{1}{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} + 1}}, \quad (13)$$

коэффициент отражения равен нулю.

Таким образом, при выполнении условий

$$\varphi_n = \beta_n - \alpha_0 = 0$$

$$\gamma_0 = \text{углу Брюстера}$$

на фиксированной частоте (например, на центральной частоте диапазона), отражение от границы раздела будет отсутствовать. Во всем диапазоне частот условие $\varphi_n = 0$ не выполняется и на границу падает волна со смешанной поляризацией. Однако преобладающей при этом остается вертикальная поляризация, в связи с чем коэффициент отражения от неоднородности такого типа имеет минимально возможное значение.

Экспериментальные результаты. В качестве аналога полубесконечного диэлектрического волновода был выбран отрезок волновода, заполненный диэлектриком с соответствующими границами раздела и длиной, обеспечивающей полное затухание волны, прошедшей в диэлектрик (гетинакс). Измерения к. с. в. н. производились обычным методом с помощью измерительной линии.

Для горизонтальной поляризации угол наклона границы (рис. 1, в) изменялся в пределах от 0° до 75° ($\alpha_0 = 0^\circ, 20^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$), а для границы (рис. 1, г) от 0° до 80° . Результаты измерений приведены на рис. 3.

Из графиков видно, что существует сильная зависимость изменения к. с. в. н. от угла наклона границы, причем для каждого угла имеется частота с минимальным к. с. в. н. При $\alpha_0 = 45^\circ$ (с учетом погрешности на изготовление образца и точности измерения необходимых параметров) это частота $8,96 \text{ Гц}$ ($3,35 \text{ см}$). Необходимо отметить, что с ростом α_0 происходит уменьшение к. с. в. н. в точке минимума и по всему диапазону. Это объясняется тем, что волна, падающая на границу под углом $\alpha_0 > 64^\circ$ в дальнейшем претерпевает многократные отражения от стенок волновода и в конце концов проходит в диэлектрик, обладающий к тому же достаточно большим затуханием. Поэтому при $\alpha_0 \rightarrow 90^\circ$ к. с. в. н. в пределе должен стремиться к 1.

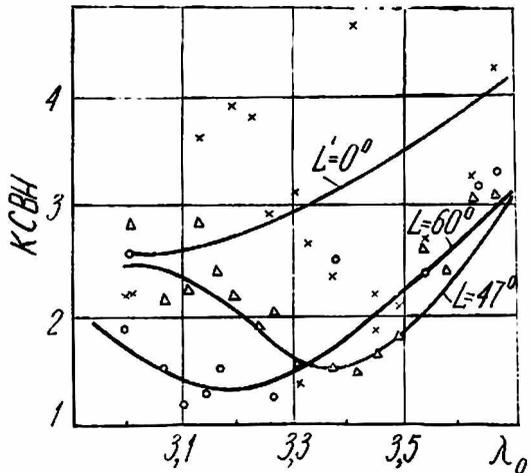


Рис. 3.

Для вертикальной поляризации угол наклона к узкой стенке волновода брался равным 46° из условия получения вектора H параллельным границе раздела на центральной частоте, и затем выбирался угол наклона γ_0 ($\gamma_0 = 0, 20, 40, 60, 80^\circ$). На рис. 2, б приведен график зависимости к. с. в. н. от угла наклона границы на центральной частоте $9,3 \text{ Гц}$ ($3,25 \text{ см}$), из которого видно, что с приближением угла γ_0 к углу Брюстера к. с. в. н. стремится к 1. Необходимо отметить, что при $\gamma_0 \approx 75^\circ$ зависимость к. с. в. н. от частоты выражена слабо, что указывает на преобладание E -поляризации в волне, падающей на границу.

Таким образом, представление волноводных волн в виде суперпозиции плоских волн позволяет определить оптимальную форму границы неоднородности для получения минимального отражения. Данная методика применима и к волноводам другой формы поперечного сечения.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Brillouin. Rev. gen de'electr., 24, 1936.
2. Луи де-Бройль. Электромагнитные волны в волноводах и полых резонаторах. Изд-во иностр. лит-ры, 1948.
3. Б. З. Каценеленбаум. Высокочастотная электродинамика. Изд-во «Наука», 1966.
4. С. Рамо, Дж. Уиннери. Поля и волны в современной радиотехнике. Гитл, 1948.