Письма в ЖТФ, том 14, вып. 17 12 сентября 1988 г.

РЕЗОНАНСНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОБЪЕМНЫХ ВОЛН В ПЭВ НАД ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ГРЕБЕНКОЙ

И.В. Боровский, С.В. Жилков,
В.Г. Папкович, Н.А. Хижняк

В настоящем сообщении представлены результаты изучения влияния геометрических параметров диэлектрической гребенки на эффективность преобразования объемных электромагнитных волн в стоячие поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) над этой гребенкой при полном внутреннем отражении.

Плоская Н-поляризованная волна, выходящая из диэлектрика на его гребенчатую поверхность (см. рис. 1), возбуждает в сопредельном пространстве поле, выражение для комплексной амплитуды магнитной компоненты $\hat{H}_y$ которого получено в работе [1]:

$$\hat{H}_y(x,z)=-H_{0y}\,\omega c^{-1}\sum_{s=-\infty}^{\infty}B(\varphi_s)\varphi_s^{-1}\exp\left[ix\varphi_s+i(z-h)\sqrt{\omega^2c^{-2}-\varphi_s^2}\,\right], \quad (1)$$

где $\varphi_s=n\omega c^{-1}\sin\varphi+2\pi s L^{-1}$, φ – угол падения, ω – циклическая частота поля, c – скорость света в среде над гребенкой, L – период, n – показатель преломления материала гребенки; $B(\varphi_s)$ является нечетной функцией φ_s (в общем случае комплексной) и зависит от ширины канавки гребенки b и ее глубины h.

При выполнении соотношений

$$L<\pi c\omega^{-1} \quad \text{и} \quad \varphi=\arcsin\frac{\pi c(2m+1)}{n\omega L}>\varphi_{min}=\arcsin\frac{1}{n} \qquad (2)$$

между параметрами гребенки и падающего поля прошедшее поле (1) является стоячей ПЭВ:

$$\hat{H}_y(x,z)=-2H_{0y}\,\omega c^{-1}\sum_{s=0}^{\infty}B(\varphi_s')\varphi_s'^{-1}\cos x\varphi_s'\exp\left[-(z-h)\sqrt{\varphi_s'^2-\omega^2c^{-2}}\,\right], \qquad (3)$$

где $\varphi_s'=\dfrac{(2s+2m+1)n\omega}{(2m+1)c}\sin\varphi$; m – неотрицательное целое число, указывающее номер диапазона углов падения (2) и поле (3) в нем. Сильная зависимость амплитуды дифракционной гармоники от ее номера позволяет выделить над гребенкой область пространства $z>h+c\omega^{-1}\left[(m+1.5)^2(m+0.5)^{-2}n^2\sin^2\varphi-1\right]^{-0.5}$, в которой существенной является лишь нулевая ($S=0$) гармоника, т. е. в этой области будет реализовываться практически одномодовый режим. Напряженность продольной компоненты реального электрического поля основной моды ПЭВ имеет вид

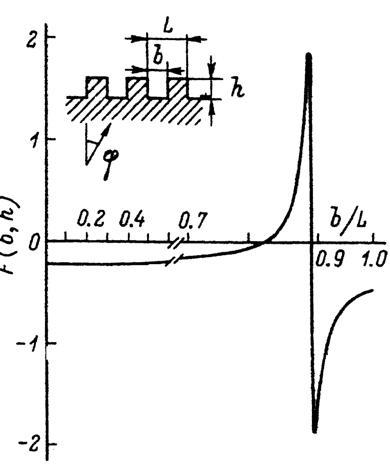
$$E_{x0}=2H_{0y}\,Im\left\{B(\psi_0')e^{-i\omega t}\right\}\times$$

$$\times\sqrt{1-n^{-2}\sin^{-2}\varphi}\,\cos(x\omega c^{-1}n\sin\varphi)\times$$

$$\times\exp\left[-(z-h)\sqrt{\psi_0'^2-\omega^2c^{-2}}\right]. \qquad (4)$$

Введем комплексный коэффициент трансформации $\hat{F}$ как отношение амплитуды нулевой гармоники ПЭВ (3) на верхней грани зубца гребенки (т. е. при $z=h$) к амплитуде падающего поля:

$$\hat{F}=\frac{2H_{0y}\omega c^{-1}B(\psi_0')\psi_0'^{-1}}{H_{0y}}=\frac{2B(\psi_0')}{n\sin\varphi}. \qquad (5)$$



Интересуясь максимальным значением продольной компоненты E_{x0} достаточно исследовать $Im\hat{F}\equiv F$. С учетом соотношений (2) имеем:

$$F(b,h)=\frac{8\xi\tau\left(\frac{1-\xi\delta}{1+\xi\delta}-\tau\right)}{(1+\xi\delta)\left[\left(\frac{1-\xi\delta}{1+\xi\delta}-\tau\right)^2+\xi^2\left(\frac{1-\xi\delta}{1+\xi\delta}+\tau\right)^2\right]}, \qquad (6)$$

где $$\xi=\frac{[bL^{-1}\varkappa^2(n^2-1)+\varkappa^2-n^2\sin\varphi]\cos\varphi}{[bL^{-1}(n^2-1)\cos^2\varphi+1]n\varkappa};$$

$$\tau=\exp(-2h\omega c^{-1}\varkappa);$$

$$\varkappa=\frac{1}{n\sqrt{1-bL^{-1}(n^2-1)n^{-2}}}\sqrt{\frac{n^2\sin^2\varphi}{bL^{-1}(n^2-1)+1}-1};\quad \delta=\frac{n\sqrt{n^2\sin^2\varphi-1}}{\cos\varphi}.$$

Отметим совпадение 0.5 F (h=0) с мнимой частью коэффициента преломления на плоской границе раздела двух сред (половинный коэффициент обусловлен стоячим характером ПЭВ).

Как следует из (6), на коэффициент трансформации F можно влиять выбором глубины канавки h и ее относительной ширины bL^{-1}. Зависимость F от обобщенной глубины τ в области допустимых значений $\tau\in[0;\,1]$ не монотонна, имеет плавные подъемы и спады. Численное исследование показывает, что коэффициент F близок к максимальному значению при $h\omega c^{-1}$=0.05π. Однако зависимость F от относительной ширины канавки bL^{-1} является острорезонансной. Типичный вид этой зависимости (при $n=1.454$, $h\omega c^{-1}=0.05\pi$, $\varphi=1.4$ рад) представлен на рис. 1, из которого следует, что имеются резко выраженные резонансы на участке $0.8<bL^{-1}<1$, где $F(0.87)=F^{+}_{max}=1.92$ и $F(0.93)=F^{-}_{max}=-1.92$, в то время как на участке $0<bL^{-1}<0.6$ значение $F(bL^{-1})$ практически постоянно и не превосходит $F_{cr}=-0.11$. Ширина каждого всплеска по половинному уровню не превосходит 0.05 в окрестности $F^{\pm}_{max}$, в то время как $|F^{\pm}_{max}|F^{-1}_{cr}>17$.

Гребенка с параметрами b и h, обеспечивающими $F=F_{max}$ – резонансна. Очевидно, что при изменении параметров падающего поля (и, как следствие, длины волны ПЭВ λ) геометрия резонансной гребенки также должна измениться. Трансформационные преимущества резонансной гребенки по сравнению с плоской границей раздела сред иллюстрируются графиком на рис. 2, где проведено сопоставление для всех возможных λ ($\lambda_{min}=2\pi c\omega^{-1}n^{-1}\leqslant\lambda=2L=2\pi c\omega^{-1}n^{-1}\sin^{-1}\varphi\leqslant\lambda_{max}=2\pi c\omega^{-1}$) при $n=1.454$. Из графика видно, что на краях диапазона возможных значений λ наблюдается значительное превосходство резонансной гребенки, тогда как в середине указанного диапазона ее трансформационные преимущества менее ярко выражены. Это объясняется существенным отличием от нуля F_{max} во всех точках диапазона, в то время как при $\lambda\to\lambda_{min}$ и при $\lambda\to\lambda_{max}$ $F(h=0)\to 0$.

Таким образом, установлено, что диэлектрическая гребенка позволяет эффективно преобразовывать плоскую однородную волну в стоячую ПЭВ. Зависимость такого преобразования от относительной ширины канавки гребенки имеет острорезонансный характер. Определены условия этого резонанса. Показано, что резонансная гребенка обладает существенно лучшими трансформационными свойствами, чем плоская граница раздела сред.

Литература

[1] Боровский И.В., Хижняк Н.А. – Изв. вузов, Радиофизика, 1986, т. 29, № 5, с. 586–596.

Поступило в Редакцию
5 мая 1988 г.