

## О ПОТЕРЯХ В ВОЛНОВОДНЫХ РЕЗОНАТОРАХ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

*М. С. Сандлер*

УДК 538.566

Приведены результаты теоретического исследования дифракционных потерь в волноводных резонаторах поверхностных акустических волн с отражателями регенерационного и брэгговского типов. Показано, что в двухмодовых резонаторах с регенерационными отражателями должна наблюдаться немонотонная зависимость добротности резонатора от длины резонансной полости. При этом добротность может измениться в несколько раз при небольшом изменении длины резонатора. Проведено сравнение резонаторов с различными типами зеркал с точки зрения увеличения их добротности.

В [1] приведены результаты экспериментальных исследований волноводных резонаторов поверхностных акустических волн (ПАВ). Такие резонаторы в ряде случаев имеют несомненные достоинства в сравнении с обычно используемыми резонаторами с широкоапертурными отражателями. В частности, эти достоинства проявляются при создании различного рода многоканальных устройств, когда необходимо разместить большое количество резонаторов на подложке ограниченного размера. Малость дифракционных потерь волноводного резонатора делает его весьма перспективным и при использовании в многочастотных резонансных системах, в которых расстояние между отражателями должно быть достаточно большим.

В настоящей работе приведены результаты теоретического исследования дифракционных потерь в таких резонаторах. Найдены эффективные коэффициенты отражения в резонаторах с отражателями регенерационного и брэгговского типов.

Рассмотрим волноводную структуру, состоящую из тонкой диэлектрической волноведущей пленки с апертурой  $2b$  на пьезоподложке и преобразователей 1 и 2, помещенных непосредственно в волноводный канал (рис. 1). Длина преобразователей мала, так что дифракционные эффекты на этой длине не сказываются; напротив, длина  $L$  волноводной резонансной полости велика, дифракционный параметр  $p = \sqrt{\lambda L (1 + \gamma)} / 2b \gg 1$  ( $\gamma$  — параметр, учитывающий анизотропию подложки). Преобразователи выполняют роль как приемно-возбуждающих элементов, так и отражателей. При этом если штыри ВШП тонкие, то основной механизм отражения — регенерационный (нелокальный), при котором отражение определяется величиной электрической нагрузки. Если штыри достаточно толстые, то основной механизм отражения — брэгговский (локальный). В общем случае при произвольной нагрузке и толщине имеют место оба механизма [2].

Обсудим механизмы потерь в рассматриваемом резонаторе. Проанализируем сначала случай, когда основной механизм отражения — регенерационный, и механической нагрузкой электродов на подложку можно пренебречь. Считаем также, что преобразователи неаподизованы. В этом случае поперечная структура акустической волны, возбуждаемой преобразователем, однородна по апертуре и может быть представлена в виде

$$U(z=0, y) = U_0(y) = \begin{cases} U_0, & |y| < b, \\ 0, & |y| > b. \end{cases} \quad (1)$$

Поскольку волновод является открытой системой, часть энергии акустической волны с исходным профилем (1) при распространении по волноводу излучается. Для определения потерь, связанных с этим излучением, необходимо знать набор собственных функций рассматриваемого волновода. Дальнейшее рассмотрение мы проведем в рамках известной модели такого волновода [3], которая может быть описана двумерным волновым уравнением для компоненты смещения на поверхности подложки [4]

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + k^2(y) U = 0.$$

Здесь

$$k(y) = \begin{cases} \omega/v_b, & |y| < b, \\ \omega/v, & |y| > b, \end{cases}$$

$v$  — скорость волны в подложке,  $v_b$  — скорость волны в системе «пленка на подложке».

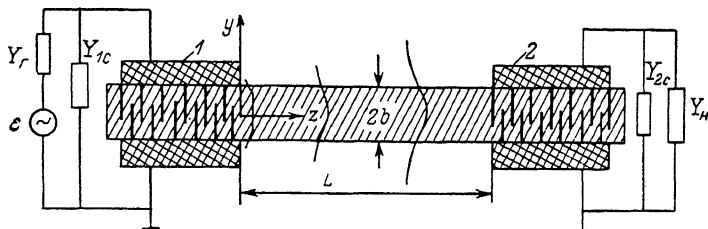


Рис. 1. Схема волноводного ПАВ резонатора.

Такая модель в математическом плане аналогична задаче распространения электромагнитных волн в плоском диэлектрическом слое. Обоснование перехода к такой модели обсуждалось в [5]. Согласно [6], система собственных функций рассматриваемой системы состоит из дискретного набора локализованных в поперечном сечении волн и нелокализованных волн с непрерывным спектром, ответственных за излучение.

В соответствии с этим представим акустическое поле в волноводе в следующем виде:

$$U(y, z) = \sum_n B^{(n)} \Psi_n e^{-i h_n z} + \int B(x) \Psi(x, y) e^{i h(x) z} dx. \quad (2)$$

Здесь  $\Psi_n(y)$  — собственные моды дискретного спектра,  $\Psi(x, y)$  — собственные моды непрерывного спектра. Согласно [6],

$$\Psi_n(y) = \frac{1}{N_n} \begin{cases} \cos g_n b e^{-\alpha_n (y-b)}, & y > b, \\ \cos g_n b, & |y| < b, \\ \cos g_n b e^{\alpha_n (y-b)}, & y < -b, \end{cases}$$

$h_n$  — продольное волновое число

$$h_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{v_b^2} - g_n^2},$$

$$N_n^2 = \frac{b}{\varepsilon} + (\sin 2g_n b) / 2g_n \varepsilon + (\cos^2 g_n b) / \alpha_n, \quad \varepsilon = \frac{v^2}{v_b^2} \geq 1,$$

а  $g_n$ ,  $\alpha_n$  удовлетворяют дисперсионному уравнению

$$g_n^2 + \alpha_n^2 = k^2(\varepsilon - 1), \quad g_n \operatorname{tg} g_n b = \alpha_n \varepsilon. \quad (3)$$

При распространении по волноводу амплитуды волн дискретного спектра не меняются. После излучения, описываемое вторым слагаемым в (2), при

увеличении  $z$  уменьшается. Поскольку длина волновода  $L \gg (2b)^2/\lambda(1+\gamma)$  (дальняя зона), то волна с исходным профилем (1) преобразуется в волну со структурой

$$U(y, L) = \sum_n B^{(n)} \Psi_n(y) e^{-ikh_n z}. \quad (4)$$

Коэффициенты  $B^{(n)}$  могут быть найдены из условия ортогональности собственных волн

$$B^{(n)} = U_0 \int_{-b}^b \varepsilon^{-1} \Psi_n(y) dy.$$

Профиль волны в сечении  $L$  имеет сложную структуру. Отличие поперечного профиля (4) от исходного (1) обусловлено как излучением из волновода, так и разной скоростью распространения дискретных мод в волноводе.

Акустическая волна с профилем (4) наводит во втором преобразователе электрический ток. Последний вызывает падение напряжения на нагрузке, которое в свою очередь из-за обратного пьезоэффекта генерирует акустическую волну, бегущую в обратном направлении. Поскольку преобразователь неаподизован, генерируемая им акустическая волна имеет однородный по апертуре преобразователя профиль. Таким образом, исходная однородная в поперечном сечении волна (1) при отражении от отражателя 2 снова преобразуется в однородную структуру, несмотря на многомодовую структуру волны в волноводе. Для определения амплитуды отраженной волны представим (4) в виде однородной и неоднородных частей [7]

$$U(y, L) = \bar{U} + \bar{U},$$

где

$$\bar{U} = \frac{1}{2b} \int_{-b}^b U(y, L) dy, \quad \int_{-b}^b \bar{U}(y) dy = 0.$$

Поскольку дифракционными эффектами на длине преобразователя мы пренебрегаем, то однородная часть волны отражается от преобразователя с обычным коэффициентом  $R_{\text{н.л}} = \text{Re} Y / (Y + Y_0)$  ( $Y = \text{Re} Y + i \text{Im} Y$  — проводимость преобразователя,  $Y_0$  — проводимость нагрузки). Неоднородная же часть вообще не наводит электрического тока во внешней цепи, а следовательно, не взаимодействует с преобразователем и полностью излучается из резонатора. В соответствии со сказанным отраженная волна имеет вид

$$U_{\text{отр}}(y, L) = \begin{cases} \frac{\text{Re} Y}{Y + Y_0} \frac{1}{2b} \int_{-b}^b U(y, L) dy, & |y| < b, \\ 0, & |y| > b. \end{cases} \quad (5)$$

Можно ввести обобщенный коэффициент отражения, характеризующий полные потери волны на длине резонатора:  $R = U_{\text{отр}}/U_0$ . Подставляя в (5) выражение (4), получаем

$$R = \frac{\text{Re} Y}{Y + Y_0} \sum_n^N r_n e^{-ikh_n L}. \quad (6)$$

Здесь

$$r_n = 2 \sin^2 g_n b / N_n^2 \sigma_n^2 b \varepsilon,$$

$N$  — число собственных волноводных мод дискретного спектра;  $\alpha_n(b, \varepsilon)$  и  $g_n(b, \varepsilon)$  являются решениями дисперсионного уравнения (3).

Добротность  $Q$  волноводного резонатора связана с  $R$  обычным образом

$$Q = \frac{2\pi L / \lambda R}{1 - R^2}.$$

Коэффициент  $r_n$  имеет ясный физический смысл: это коэффициент преобразования падающей на зеркало  $n$  моды в саму себя. Важно при этом подчеркнуть, что при рассматриваемом механизме отражения происходит одновременно преобразование  $n$  моды в  $m$  ( $m \neq n$ ) так, что суммарное отраженное поле имеет однородную поперечную структуру.

Представляет несомненный интерес проследить зависимость обобщенного коэффициента отражения  $R$  от  $\epsilon$ . Будем в дальнейшем полагать, что электрической нагрузкой отражателя является индуктивность, компенсирующая статическую емкость преобразователя ( $Y_0 = -i \operatorname{Im} Y$ ). В этом случае  $R_{\text{нл}} \rightarrow 1$ .

На рис. 2 представлены результаты численного счета коэффициентов  $r_1$  и  $r_2$  при двух значениях апертуры:  $2b = 10\lambda$  (1, 3) и  $2b = 5\lambda$  (2, 4). При малом значении  $\epsilon$  ( $\epsilon < 1 + 1/(2b/\lambda)^2$ ) в волноводе имеет место одномодовость. В этой области с ростом  $\epsilon$   $r_1(\epsilon)$  возрастает, увеличивается и добротность резонатора (кривые 1, 2). Возрастание  $r_1(\epsilon)$  обусловлено уменьшением доли энергии акустической волны вне волновода. В области  $\epsilon > 1 + 1/(2b/\lambda)^2$  в волноводе могут распространяться уже две четные моды дискретного спектра, причем на зеркале эти моды преобразуются друг в друга. Анализ показывает, что в этой области  $r_1$  с ростом  $\epsilon$  начинает уменьшаться (что объясняется преобразованием энергии этой моды в энергию следующей), а  $r_2$  возрастает с ростом  $\epsilon$ , оставаясь все время много меньше 1 (кривые 3, 4). Физически малость  $r_2$  обусловлена усредняющим действием отражателя (см. (5)), которое из-за большей поперечной неоднородности второй моды сказывается на ней существенно больше, чем на первой. Поскольку общий коэффициент потерь  $R$  есть сумма коэффициентов преобразования  $r_1$  и  $r_2$  с соответствующими фазами, то в двухмодовом резонаторе имеет место эффект увеличения (или уменьшения) общих потерь в зависимости от длины резонатора. Этот эффект может быть пояснен следующим образом. Каждая волноводная мода распространяется со своей фазовой скоростью. Величина тока во внешней цепи зеркала (а следовательно, и амплитуда отраженной волны) зависит от фазового сдвига волноводных мод, который в свою очередь определяется длиной резонатора. Из формулы (6) нетрудно определить обобщенный коэффициент отражения для случая двухмодового волноводного резонатора

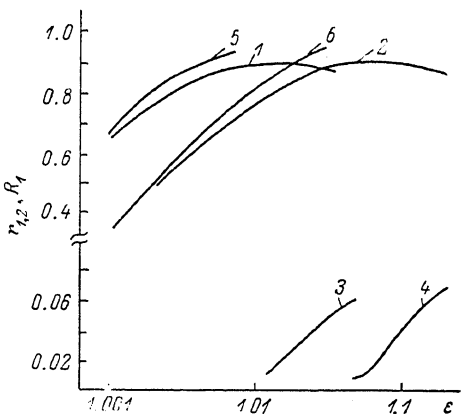


Рис. 2. Зависимость коэффициентов  $r_1$  (1, 2),  $r_2$  (3, 4),  $R_1$  (кривые 5, 6) от  $\epsilon$ .

$$|R|^2 = |r_1 e^{-ih_1 L} + r_2 e^{-ih_2 L}|^2 \approx |r_1|^2 \left( 1 + 2 \frac{r_2}{r_1} \cos \Delta h L \right).$$

Здесь  $\Delta h = h_2 - h_1$ ;  $h_{1,2}$  — продольные волновые числа мод,  $h_{1,2} = \sqrt{k^2 - g_{1,2}^2}$ ;  $g_{1,2}$  являются решениями уравнения (3). Ясно, что  $|R|^2 = \max$  при  $\Delta h L = 2\pi n$ . В другом случае при  $\Delta h L = 2\pi n + \pi$   $|R|^2 = \min = |r_1 - r_2|^2$ . Следует отметить, что, несмотря на малую величину  $r_2$ , обобщенные потери (а следовательно, и добротность резонатора) могут меняться в зависимости от длины на значительную величину.

Приведем численный пример. Пусть апертура волновода равна  $10\lambda$ ,  $\epsilon = 1.04$ . В таком волноводе возможно распространение двух собственных четных мод с разницей волновых чисел:  $\Delta h = k \cdot 7.3 \cdot 10^{-3}$ .

Если длина резонансной полости  $L = 550\lambda$ , то эффективный коэффициент отражения равен  $R = r_1 + r_2 = 0.95$ . Соответственно добротность резонатора равна 32 800. Увеличение длины резонансной полости до  $620\lambda$  приводит к увеличению эффективных потерь резонатора. При этом  $R = r_1 - r_2 = 0.83$ , а добротность резонатора уменьшится более чем в 3 раза, до величины 10 400.

Рассмотрим теперь резонатор, в котором отражатели имеют брэгговский механизм отражения [2]. При падении на такой отражатель акустической волны со сложным поперечным профилем (4) отраженная волна в отличие от предыдущего случая не становится однородной в поперечном сечении, а сохраняет сложную поперечную структуру падающей волны

$$U_{\text{отр}}(y, L) = \begin{cases} R_x U(y, L), & |y| < b, \\ 0, & |y| > b. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь  $R_x$  — брэгговский коэффициент отражения от отражателя.

Поскольку скорости распространения собственных мод в волноводе различны, поперечная структура волны при пробеге по резонатору не воспроизводится. В этом случае эффективный коэффициент отражения, характеризующий полные потери волны на длине резонатора, является адекватным параметром лишь в одномодовом волноводе, когда собственная волноводная мода, искажаясь при отражении от отражателя, при пробеге по резонатору вновь преобразуется в собственную моду, но с меньшей амплитудой. Для этого случая, используя ортогональность мод волновода и (7), нетрудно показать, что собственная мода  $\Psi_0(y)$  при пробеге по резонатору преобразуется в  $R\Psi_0(y)$ , где

$$R = R_x R_1 = R_x \frac{1}{\varepsilon} \int_{-b}^b \Psi_0^2(y) dy = R_x \frac{b + (\sin 2gb)/2g}{\varepsilon N_0^2}. \quad (8)$$

Отличие  $R_1$  от единицы обусловлено излучением основной моды из резонатора. В рассмотренном ранее случае зеркал с нелокальным механизмом отражения к этим потерям добавляются специфические потери, связанные с несоответствием структуры волны структуре отражателя (более подробно см. [7]). Именно поэтому в одномодовом волноводном резонаторе всегда  $R_1 > r_1$ , и, следовательно, более предпочтительными, с точки зрения увеличения добротности, оказываются резонаторы с отражателями брэгговского типа. Об этом же свидетельствуют экспериментальные результаты, приведенные в [1]. В то же время в случае многомодового волновода использование отражателей с электроакустическим механизмом отражения, как это следует из предыдущего, может оказаться более предпочтительным.

На рис. 2 представлены зависимости  $R_1(\varepsilon)$  при двух значениях апертуры волноводного резонатора:  $2b=10\lambda$  (5) и  $2b=5\lambda$  (6).

В заключение отметим, что полученные результаты справедливы и для волноводных резонаторов, в которых возбуждающие и приемные преобразователи расположены внутри резонансной полости.

#### Литература

- [1] Пасхин В. М., Сандлер М. С., Снитко В. Ю. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 1, с. 42—48.
- [2] Сандлер М. С., Свешников Б. В. РИЭ, 1981, т. 26, № 9, с. 1819—1827.
- [3] Schmidt R. V., Coldren L. A. IEEE Trans., 1975, v. SU-22, N 2, p. 115—122.
- [4] Knowles. J. Geophysical Research, 1966, v. 71, N 22, p. 5480—5481.
- [5] Гуревич Г. Л., Пасхин В. М. Акуст. журн., 1974, т. 20, № 2, с. 222—227.
- [6] Шевченко В. В. Плавные переходы в открытых волноводах. М.: Наука, 1969.
- [7] Гуревич Г. Л., Сандлер М. С., Свешников Б. В. РИЭ, 1979, т. 24, № 3, с. 488—497.

Поступило в Редакцию  
3 марта 1987 г.