

УДК 534.232.082.74

О ВЛИЯНИИ ПОТЕРЬ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАТОРА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В. М. Пасхин, М. С. Сандлер, Б. В. Свешников

Исследуются характеристики резонатора с распределенной обратной связью, представляющего собой длинный встречно-штыревой преобразователь поверхностных акустических волн. Анализируется зависимость добротности такого резонатора от характерных масштабов системы — дифракционной длины и длины затухания.

1. Резонаторы поверхностных акустических волн (ПАВ), обладая такими достоинствами, как простота, технологичность изготовления, высокая добротность и т. п., находят все более широкое применение в различных радиосистемах [1].

В литературе до настоящего времени основное внимание уделялось резонаторам ПАВ, образованным двумя разнесенными друг от друга отражателями [2], т. е. эквивалентными по своей сути резонаторам Фабри—Перо, обычно применяемым в оптике. Рядом преимуществ по сравнению с подобными резонаторами обладают резонансные системы на основе встречно-штыревых преобразователей (ВШП) с очень большим числом электродов [3–5]. Такие преобразователи являются, в сущности, резонаторами с распределенной обратной связью (РОС): поверхностные акустические волны, возбуждаемые прикладываемым к ВШП электрическим напряжением V , испытывают при распространении под ВШП брэгговские переотражения от электродов как периодических неоднородностей. В результате появляется распределенное взаимодействие между акустическими волнами, распространяющимися во взаимно противоположных направлениях. В рамках приближения слабой связи для амплитуд $U_{1,2}$ этих волн можно записать обычные уравнения связанных мод:

$$\frac{dU_{1,2}}{dx} = A_{1,2}U_{1,2} + B_{1,2}U_{2,1} + \gamma_{1,2}V. \quad (1)$$

Физический смысл коэффициентов A , B , γ достаточно очевиден [7]: в отсутствие потерь на распространение $A_1 = -A_2 = A$ — мнимые коэффициенты, пропорциональные отстройке от частоты акустического синхронизма $\omega_0 = 2\pi\lambda^{-1}v$ (v — скорость распространения ПАВ под ВШП); $B_{1,2}$ — коэффициенты связи, пропорциональные коэффициенту отражения (Γ) ПАВ от одного электрода ($B_1 = B_2^* = -2\lambda^{-1}\Gamma$); $\gamma_1 = \gamma_2^*$ характеризуют эффективность преобразования электрической энергии в акустическую и обратно.

Анализ уравнений (1) с граничными условиями $U_1(0) = U_2(l) = 0$ (l — длина ВШП) показывает, что при определенных условиях относительная ширина резонансной линии излучения ВШП $\Delta\omega/\omega_0 \sim N^{-3}$ [4, 5], где $2N$ — полное число электродов ВШП, т. е. добротность резо-

нансных колебаний $Q = \omega_0/\Delta\omega \sim N^3$. При этом в спектре излучения длинного ВШП резко выделяется только одна высокодобротная резонансная линия. Следовательно, в отличие от резонатора Фабри—Перо, в резонаторе с РОС одночастотная селекция достигается без каких-либо дополнительных ухищрений [6]. В то же время ясно, что при достаточно большой длине преобразователя кубическая зависимость Q от N будет нарушаться, так как начнут сказываться факторы, ограничивающие рост Q . К последним относятся прежде всего дифракционные потери и потери на распространение (ПР) ПАВ*. Имеющиеся экспериментальные данные подтверждают их существенное влияние на характеристики реальных систем, использующих длинные ВШП [4].

В настоящей работе теоретически исследуются свойства длинных ВШП с учетом этих факторов. Получены некоторые экспериментальные результаты по измерению резонансной добротности Q . Они хорошо согласуются с выводами теории.

2. Пусть l — длина ВШП, W — его апертура, λ — период. Конечность апертуры ВШП приводит к тому, что возбуждаемые прикладываемым к преобразователю напряжением V поверхностные акустические волны по мере распространения расплываются. Это дифракционное расплывание в рамках квазиоптического приближения может быть учтено добавлением в левую часть системы (1) слагаемых $\mp M(2ik_0)^{-1}(d^2U_{1,2}/dy^2)$, где $k_0 = 2\pi\lambda^{-1}$, M — величина, характеризующая скорость расплывания ПАВ в анизотропной подложке (для ST, X-кварца $M \approx 1,38$ [8,9]).

Кроме того, поскольку область возбуждения ПАВ ограничена ВШП, то

$$\gamma_{1,2}(y) = \begin{cases} \gamma_{1,2}, & |y| \leq W/2 \\ 0, & |y| > W/2 \end{cases}$$

Наличие потерь на распространение (ПР) проявится в появлении реальной составляющей в коэффициентах $A_{1,2}$ — декремента затухания η .

С учетом вышесказанного уравнения движения для амплитуд $U_{1,2}$ запишутся в виде

$$\mp \frac{M}{2ik_0} \frac{d^2U_{1,2}}{dy^2} + \frac{dU_{1,2}}{dx} = \pm (A - \eta)U_{1,2} + B_{1,2}U_{2,1} + \gamma_{1,2}(y)V. \quad (2)$$

В рамках уравнений (2) считаем коэффициенты A и $B_{1,2}$ не зависящими от поперечной координаты y . Это означает, что мы пренебрегаем эффектами переотражений ПАВ от границ $|y| = W/2$, т. е. полагаем, что акустические волны, падающие на эти границы, полностью «высвечиваются» из области возбуждения**.

Вместо уравнений (2) удобнее исследовать уравнения для поперечных фурье-компонент акустического поля $\bar{U}_{1,2}(x, \kappa) = \int_{-\infty}^{\infty} U_{1,2}(x, y) \exp(-i\kappa y) dy$. Взяв фурье-преобразование от (2), получим

* Под потерями на распространение ПАВ обычно подразумевают диссипацию волн в подложке и излучение объемных волн в воздух [8].

** Вообще говоря, поскольку скорость (v) распространения ПАВ в области $|y| < W/2$ отличается от скорости (v') в области $|y| > W/2$, то возможен (при $v < v'$) волноводный эффект, приводящий к канализации части акустической волны. Принятое выше допущение справедливо, если доля энергии, заключенная в волноводной моде, существенно меньше энергии излучения.

$$\frac{d\bar{U}_{1,2}(x, \kappa)}{dx} = \pm \left(A - \eta + i \frac{\kappa^2 M}{2k_0} \right) \bar{U}_{1,2} + B_{1,2} \bar{U}_{2,1} + \gamma_{1,2} \frac{\sin \kappa(W/2)}{\kappa/2} V. \quad (3)$$

Уравнения (3) для каждой фурье-компоненты аналогичны системе (1). Заметим при этом, что от поперечного волнового числа зависят возбуждающая сила ($\sim \sin \kappa(W/2) (\kappa/2)^{-1}$) и скорость распространения соответствующей компоненты вдоль x ($v_x(\kappa) \simeq v[1 + \kappa^2 M (2k_0^2)^{-1}]$).

Зная решение системы (3) с граничными условиями $\bar{U}_1(0, \kappa) = \bar{U}_2(l, \kappa) = 0$, нетрудно по аналогии с [7] определить ток $\tilde{I}(\kappa)$, наводимый каждой поперечной компонентой во внешней цепи при заданном V . Производя затем интегрирование по всему поперечному спектру, находим проводимость системы

$$Y = V^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{I}(x) dx + i\omega C_0$$

(C_0 — статическая емкость ВШП).

Опуская несложные преобразования, можем записать

$$Y = i\omega C_0 + G_a \tilde{Y},$$

где $G_a = 4\pi^{-1} \omega C_0 k^2 N$ [3], k^2 — константа электромеханической связи,

$$\tilde{Y} = \frac{2i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin z}{z} \right)^2 (a - az^2 + b - i\delta)^{-1} \times \\ \times \left\{ \frac{1}{\xi} \frac{\xi \sin \xi + i(a - b - az^2 - i\delta)(1 - \cos \xi)}{\xi \cos \xi + i(a - az^2 - i\delta) \sin \xi} - 1 \right\} dz. \quad (4)$$

Здесь $\alpha = \pi^{-1} \lambda M W^{-2}$, $\delta = \eta l$, $a = -\text{Im } A l = 2\pi N (\omega - \omega_0) \omega_0^{-1}$ — нормированная частота, $b = -2GN$, $\xi = \sqrt{(a - i\delta - az^2)^2 - b^2}$.

В отсутствие дифракции и ПР ($\alpha = \delta = 0$) выражение для проводимости ВШП совпадает с полученным в работах [3, 7]. Величина $\text{Re } Y = G_a \text{Re } \tilde{Y}$ определяет поглощаемую преобразователем мощность: $P_0 = |V|^2 \text{Re } Y$. При наличии ПР ($\delta \neq 0$) часть поглощаемой мощности тратится вхолостую, т. е. уходит в тепло и в объемные волны, излучаемые в воздух.

Можно показать, что мощность P_a поверхностных акустических волн, возбуждаемых ВШП $\left(P_a \sim \int_{-\infty}^{\infty} |\bar{U}_1(l, \kappa)|^2 d\kappa \right)$ при $|b| \gg \pi$, равна

$$P_a \simeq P_0 (1 + \delta b^2 \pi^{-2})^{-1}. \quad (5)$$

Отметим одно интересное обстоятельство: наличие локальных переотражений, ПР и дифракции деформируют частотную зависимость так, что полный интеграл от $\text{Re } \tilde{Y}$ по спектру излучения остается постоянным. Действительно, поскольку комплексная проводимость любого физически реализуемого двухполюсника имеет особенности только в верхней полуплоскости ($\text{Im } \omega > 0$), то рассматриваемая нами функция $\tilde{Y}(a)$ является аналитической при $\text{Im } a \leq 0$. Значит, справедливо известное соотношение для интеграла активной проводимости [10]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re} \tilde{Y} da = -\pi \lim_{a \rightarrow \infty} a \operatorname{Im} \tilde{Y}. \quad (6)$$

Подставляя (4) в (6), получаем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re} \tilde{Y} da = 2\pi. \quad (7)$$

Как показывает анализ [4, 5], при $|b| \gg \pi$ (в дальнейшем везде полагаем это условие выполненным) преобразователь проявляет свойства эффективного резонатора с РОС, обладающего очень узкой резонансной линией излучения $\operatorname{Re} \tilde{Y}(a)$. Ширина этой линии для случая $\alpha = \delta = 0$ равна $\Delta a_0 \simeq 2\pi^2 b^{-2}$, т. е. добротность, согласно [4, 5], $Q = Q_0 = \frac{2\pi N}{\Delta a_0} \simeq \frac{Nb^2}{\pi} \sim N^{3*}$. Резонансная частота определяется из соотношения $a = a_0 \simeq b - \pi^2(2b)^{-1}$ [7].

Исследуем теперь зависимость (4) при $\alpha \neq 0$, $\delta \neq 0$. Для вычисления интеграла в правой части (4) необходимо найти полюсы подынтегральной функции на комплексной плоскости z . Опуская громоздкие промежуточные выкладки, отметим, что при достаточно слабом затухании ($\delta \ll \pi b^{-1}$) — этот случай и анализируется в дальнейшем — основное влияние на интересующую нас резонансную линию $\operatorname{Re} \tilde{Y}$ оказывают полюсы в точках

$$z_{1,2} \simeq \pm \sqrt{[a - a_0 - i(\pi^2 b^{-2} + \delta)] \alpha^{-1}}.$$

При этом, как показывает анализ, вблизи резонансной частоты ($a \approx a_0$)

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \tilde{Y}(a, b, \delta, \alpha) &\simeq \operatorname{Re} \left\{ \tilde{Y}(a, b, \delta, 0) - 8\pi^{-2} \sqrt{\alpha} \times \right. \\ &\times \left[\exp \left(-i \sqrt{\frac{a - a_0 - i(\pi^2 b^{-2} + \delta)}{\alpha}} \right) - 1 \right] \times \\ &\times \left. \left[a - a_0 - i \left(\frac{\pi^2}{b^2} + \delta \right) \right]^{-3/2} \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Влияние дифракции и затухания приводит к расширению резонансной линии $\operatorname{Re} \tilde{Y}$. Ширину Δa этой линии можно характеризовать соотношением

$$\Delta a \sim \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re} \tilde{Y}(a, b, \delta, \alpha) (\operatorname{Re} \tilde{Y}(a_0, b, \delta, \alpha))^{-1} da. \quad (9)$$

Поскольку добротность $Q \sim (\Delta a)^{-1}$, то в силу (7) и (9)

$$\frac{Q}{Q_0} \simeq \frac{\operatorname{Re} \tilde{Y}(a_0, b, \delta, \alpha)}{\operatorname{Re} \tilde{Y}(a_0, b, 0, 0)}.$$

* Аналогичная зависимость добротности от длины резонансной области ($Q \sim N^3$) имеет место и в оптических резонаторах с РОС [6].

Учитывая, что $\text{Re } \tilde{Y}(a_0, b, 0, 0) \simeq 16\pi^{-4}b^2$ [7], окончательно получаем выражение для резонансной добротности системы в виде

$$Q \simeq (\pi^3/16)N \text{Re } \tilde{Y}(a_0, b, \delta, \alpha). \quad (10)$$

3. В дальнейшем удобно ввести в рассмотрение три характерных масштаба (длины) рассматриваемой нами системы: $l_3 = l/\delta = 1/\eta$ — длина затухания, связанная с ПР; $l_d = l/|\alpha| = \pi W^2/\lambda |M|$ — дифракционная длина расплывания пучка с апертурой W ; $l_{\text{пр}} = \lambda Q_0 \pi^{-1} = lb^2 \pi^{-2}$ — эквивалентная пробеговая длина линии задержки, обладающей той же добротностью, что и рассматриваемый преобразователь при $\alpha = \delta = 0$ ($l_{\text{пр}} \sim N^3$). Используя введенные обозначения и подставляя (8) в (10), после несложных преобразований получаем

$$Q \simeq \frac{\pi}{\lambda} \frac{l_{\text{пр}} l_3}{l_{\text{пр}} + l_3} \left\{ 1 - \frac{\exp(-\zeta)}{2\zeta} [\cos \zeta \sin \zeta (\text{ch } \zeta - \text{sh } \zeta) + (\sin^2 \zeta \text{ch } \zeta + \cos^2 \zeta \text{sh } \zeta)] \right\}. \quad (11)$$

Здесь

$$\zeta = \sqrt{\frac{l_d}{2} \left(\frac{1}{l_{\text{пр}}} + \frac{1}{l_3} \right)}.$$

Если дифракционная длина достаточно велика ($\zeta \gg 1$), то, как нетрудно убедиться,

$$Q \simeq \frac{\pi}{\lambda} \frac{l_{\text{пр}} l_3}{l_{\text{пр}} + l_3} \left(1 - \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2l_{\text{пр}} l_3}{l_d (l_{\text{пр}} + l_3)}} \right). \quad (12)$$

Видно, что с ростом $l_{\text{пр}}$ добротность Q испытывает насыщение и стремится к предельному значению

$$Q_M = \pi \lambda^{-1} l_3. \quad (13)$$

Из формулы (12) легко определить пробеговую длину, достаточную для достижения заданного значения добротности $Q = p Q_M$ ($p < 1$):

$$\tilde{l}_{\text{пр}} \simeq p(1-p)^{-1} l_3.$$

Если дифракционная длина мала ($\zeta \ll 1$), то

$$Q \simeq (\pi/\lambda) \sqrt{l_{\text{пр}} l_d l_3 / 2 (l_{\text{пр}} + l_3)}. \quad (14)$$

В этом случае при $l_{\text{пр}} \ll l_3$ $Q \simeq \pi \lambda^{-1} \sqrt{(1/2) l_{\text{пр}} l_d} \sim N^{3/2}$, а максимально достижимое значение Q равно

$$Q'_M \simeq \pi \lambda^{-1} \sqrt{l_d l_3 / 2}. \quad (15)$$

Пробеговая длина, достаточная для достижения заданного значения добротности $Q = p Q'_M$, определяется соотношением $\tilde{l}_{\text{пр}} \simeq p^2 (1-p^2)^{-1} l_3$.

Интересно сравнить формулы (13) и (15). Видно, что даже при $l_d \ll l_3$ предельная добротность (Q'_M) зависит от l_3 , в то время как при $l_3 \ll l_d$ предельная добротность (Q_M) от l_d не зависит.

Физически это связано с разными законами спадаания (вдоль x) амплитуды волны при «дифракционном» затухании и затухании, обусловленном ПР. В первом случае $U_1 \sim (x)^{-1/2}$, во втором — $U_1 \sim \exp(-\eta x)$. В результате, как нетрудно показать, эффективное накопление энергии ПАВ при $l_d \ll l_3$ происходит не на длине l_d , а на некоторой «компромиссной» длине $\sqrt{l_d l_3}/2$. В противоположном случае ($l_3 \ll l_d$) экспоненциальный характер затухания обеспечивает накопление энергии на длине l_3 .

На рис. 1 представлены универсальные кривые зависимости Q/Q_M от $l_{пр}/l_3$ при различных значениях l_d/l_3 . С их помощью можно, в частности, при фиксированной апертуре W определять «критическое» значение пробеговой длины $l_{пр}$. Например, если $l_d/l_3 = 2$ и $l_{пр}/l_3 = 3$, то $Q \approx 0,56 Q_M$. С увеличением $l_{пр}$ в два раза величина Q вырастает лишь на 10%.

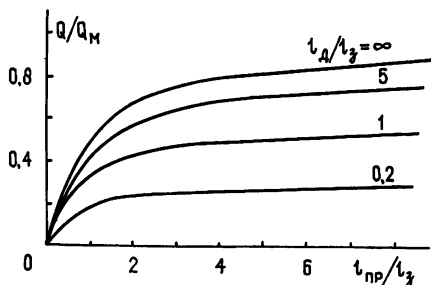


Рис. 1.

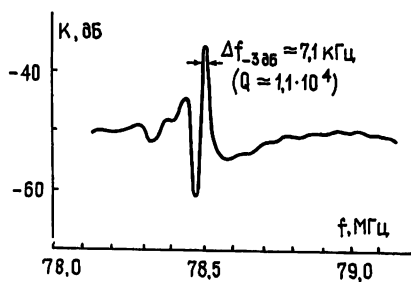


Рис. 2.

4. Экспериментально была исследована линия задержки на СТ-кварце, образованная двумя ВШП — длинным ($N_1 = 690$) и коротким ($N_2 = 25$). Расстояние между преобразователями $\sim 25\lambda$.

Коэффициент передачи такой системы при определенных условиях воспроизводит линию излучения длинного ВШП.

Внутренние переотражения ПАВ от электродов ВШП обусловлены в данном случае конечной толщиной штырей h . Для алюминиевых электродов шириной $\lambda/4$ на СТ, X-кварце $\Gamma \approx -2h/3\lambda$ [11], т. е. $b \approx 4Nh/3\lambda$. В экспериментальном макете $\lambda \approx 40$ мкм, $h \approx 0,5$ мкм ($b \approx 11,5$), $W = 70\lambda$ ($\alpha \approx 0,062$).

Потери на распространение в невакуумированной установке даются эмпирической формулой [8]: $ПР \approx 2,62F^2 + 0,47F$, где ПР выражены в дБ/мкс, частота F — в ГГц. В нашем примере эти потери соответствуют величине $\delta \approx 0,055$.

При перечисленных значениях параметров имеем $l_3 \approx 12,5 \cdot 10^3 \lambda$ ($Q_M \approx 3,9 \cdot 10^4$), $l_d \approx 11,3 \cdot 10^3 \lambda$, $l_{пр} \approx 9,2 \cdot 10^3 \lambda$.

Резонансная добротность длинного ВШП, рассчитанная по формуле (11), равна $Q \approx 1,2 \cdot 10^4$. Заметим, что без учета дифракции и ПР $Q = Q_0 \approx 2,9 \cdot 10^4$.

На рис. 2 представлено АЧХ исследованной системы. Измеренная добротность резонансного пика составила примерно $1,1 \cdot 10^4$, что хорошо согласуется с расчетным значением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белл, Ли. — ТИИЭР, 1976, 64, № 5, с. 171.
2. Колдрен Л. Э., Розенберг Р. Л. — ТИИЭР, 1979, 67, № 1, с. 166.
3. Koyama Y., Yoshikawa S. — Rev. Elec. Commun. Lab., 1979, 27, № 5—6, p. 432.

4. Ko Yamada Y., Yoshikawa S.— Rev. Elec. Commun. Lab., 1979, 27, № 5—6, p. 445.
5. Пасхин В. М., Петухов В. К., Сандлер М. С., Свешников Б. В.— Материалы XI Всесоюзной конференции по акустоэлектронике и квантовой акустике. Ч. II. Душанбе: Донниш, 1981, с. 133.
6. Казаринов Р. Ф., Соколова З. Н., Сурис В. А.— ЖТФ, 1976, 46, № 2, с. 229.
7. Сандлер М. С., Свешников Б. В.— Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 9, с. 1819.
8. Слободник Э. мл.— ТИИЭР, 1976, 64, № 5, с. 10.
9. Гуревич Г. Л., Сандлер М. С., Свешников Б. В.— Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 3, с. 488.
10. Атабеков Г. И. Основы теории цепей.— М.: Энергия, 1969, с. 342.
11. Marshall T. G.— 1975 Ultrasonics Symposium Proceedings — Los Angeles: IEEE Pub. 75CHO994-4SU, 1975, p. 290.

Поступила в редакцию
9 марта 1982 г.

THE EFFECT OF LOSSES ON CHARACTERISTICS OF SURFACE ACOUSTIC WAVE RESONATOR WITH DISTRIBUTED FEEDBACK

V. M. Pashkin, M. S. Sandler, B. V. Sveshnikov

Characteristics of the surface acoustic wave resonator with distributed feedback is investigated. The resonator is a long interdigital transducer of surface acoustic waves. The dependence of Q-factor of such a resonator on the characteristic scales of the system — the diffraction length and the damping length is analysed.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXII, № 5, 1982 г.

(Окончание)

Курганов А. Р., Курганов Р. А. Исследование частотных искажений метеорной составляющей ионосферно-рассеянного сигнала.

Предложена теоретическая модель формирования и измерен частотный спектр метеорной составляющей ионосферно-рассеянного сигнала.

Цирс Г. П. О попытке выявления статистических эффектов воздействия обычных радиоизлучений на вариации элементов полярных суббурь.

Предпринята попытка статистической проверки гипотезы о воздействии радиоизлучения обычных связанных и вещательных радиостанций и линий электропередач на явления полярной суббури. Получено, что распределения частоты появления резких всплесков аврорального электроджета по дням недели и интервалам часа, а также распределения частоты появления всплесков сияния в б. Тисси по интервалам часа неравномерные, что указывает на правдоподобность выдвинутой гипотезы. Проведены оценки слабых отклонений распределения от равномерного для отдельных рабочих и выходных дней недели.

Бархатов Н. А. Затухание ультранизкочастотных волн в переходной области.

Исследовано распространение УНЧ-волн в переходной области в приближении кинетического уравнения с интегралом столкновений, взятым в модельной форме Батнагара—Гросса—Крука. Проведена оценка ослабления волн, обусловленного как столкновительным затуханием, так и эффективным затуханием, возникающим вследствие рассеяния волн на магнитной турбулентности.