МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Радиофизический факультет

РАСЧЁТ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ УСТРОЙСТВ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕКИХ ВОЛНАХ

Компьютерный практикум

Томск
2010

ОДОБРЕНО кафедрой квантовой электроники и фотоники
Зав. кафедрой, профессор А. В. Войцеховский

РАССМОТРЕНО и УТВЕРЖДЕНО методической комиссией радиофизического факультета

Протокол № 5 от «24» сентября 2010 г.

Председатель комиссии, профессор С. Н. Владимиров

Рассмотрены теоретические основы расчёта и оптимизации основных параметров устройств на поверхностных акустических волнах. Предложены практические задания для компьютерного расчёта некоторых простейших ПАВ-устройств.

Практикум предназначен для студентов радиофизических и радиотехнических специальностей, изучающих основы акустоэлектроники.

СОСТАВИТЕЛИ: д-р ф.-м. наук, профессор А.В. Войцеховский,
старший преподаватель А.А. Скрыльников

СОДЕРЖАНИЕ

Введение …… 4

Задача 1. Возбуждение и приём поверхностных акустических волн. Встречно-штыревой преобразователь …….. 6
Контрольные вопросы ……. 22
Расчётные задания …….. 23

Задача 2. Потери в устройствах на ПАВ. Линия задержки на поверхностных акустических волнах ……. 25
Контрольные вопросы ……. 34
Расчётные задания …….. 34

Задача 3. ПАВ-фильтры на основе встречно-штыревых преобразователей …….. 36
Контрольные вопросы ……. 42
Расчётные задания …….. 43

Задача 4. Взаимодействие акустических волн с потоком заряженных частиц. Плёночный усилитель …… 44
Контрольные вопросы ……. 53
Расчётные задания …….. 53

Приложение ……. 55

Литература …….. 56

Введение

В настоящее время всё более широкое применение находят акустоэлектронные устройства, использующие поверхностные акустические волны (ПАВ). Связь акустических колебаний с электрическим полем в пьезоактивных средах, низкая скорость ПАВ, доступность волнового поля позволяют создавать устройства с весьма богатым набором функций. Различные виды обработки сигналов, осуществляемые ПАВ-устройствами – фильтрация, корреляционный и спектральный анализ, модуляция и демодуляция и другие, относятся к числу наиболее важных.

Несомненными отличительными достоинствами ПАВ-устройств являются: возможность обработки широкополосных сигналов в диапазоне частот от единиц мегагерц до нескольких гигагерц, высокое быстродействие, позволяющее работать в реальном масштабе времени, очень малые размеры и вес, высокая надежность и стабильность параметров в процессе эксплуатации. Немаловажным преимуществом ПАВ-устройств является совместимость технологии их изготовления с современной технологией производства микросхем и микросборок. Кроме того, разработанные к настоящему времени методы проектирования и расчёта ПАВ-устройств обеспечивают реализацию необходимых технических характеристик с высокой точностью.

Серьёзным пока ещё недостатком ПАВ-устройств является их относительно высокая стоимость, связанная с необходимостью использования дорогостоящих искусственно выращиваемых пьезоэлектрических подложек, а также с жесткими требованиями к технологии изготовления. Однако с учетом постоянно растущего уровня развития технологий в микроэлектронике и массового производства акустоэлектронных компонентов их стоимость постоянно снижается. Следует также отметить повышенные потери, вносимые ПАВ-устройствами.

Несмотря на отмеченные недостатки, применение ПАВ-устройств часто оказывается наиболее выгодным, а иногда и единственно приемлемым способом реализации заданных технических характеристик. Это обусловливает массовую потребность в данных устройствах и, прежде всего, рынком современных коммерческих средств связи.

Большое распространение ПАВ-устройств, разнообразие предъявляемых к ним технических требований часто приводит к задачам, решение которых не имеет детерминированного характера, а зависит от творческой работы инженера, его интуиции, изобретательности и требует глубоких теоретических знаний и практических навыков проектирования и расчёта таких устройств. Поэтому основы акустоэлектроники входят во

многие вузовские учебные программы подготовки специалистов радиофизических и радиотехнических специальностей.

По своей структуре предлагаемый Практикум представляет собой ряд задач для компьютерного моделирования и расчёта основных характеристик простейших стандартных ПАВ-устройств. Каждая задача содержит краткое изложение физических принципов работы устройства, описание методов расчёта и оптимизации его параметров, контрольные вопросы и практические задания, выполнение которых ориентировано на использование пакетов прикладных программ типа MathCad или MathLab. Выбранные для численного исследования характеристики позволяют проанализировать основные и наиболее общие физические факторы и закономерности, определяющие свойства различных ПАВ устройств.

Практические задания, предложенные в Практикуме, рассчитаны на студентов Радиофизического факультета ТГУ, прослушавших лекционный курс «Функциональная электроника».

Задача 1. Возбуждение и приём поверхностных акустических волн. Встречно-штыревой преобразователь

Основным устройством для возбуждения и приёма ПАВ является встречно-штыревой преобразователь (ВШП). Его важной отличительной особенностью является возможность совмещения функций возбуждения (или приёма) ПАВ с одновременной обработкой сигнала.

ВШП представляет собой пару плоских металлических гребёнок электродов, вложенных одна в другую и размещённых на пьезоэлектрической подложке. В простейшем случае пространственный период обеих гребёнок одинаков и постоянен по всей длине преобразователя, а штыревые электроды гребёнок имеют одинаковую длину и ширину (рис. 1.1). Такой преобразователь получил название эквидистантного неаподизованного или однородного. Для возбуждения ПАВ к общим шинам гребёнок подводится электрический сигнал. В результате потенциалы электрического поля на соседних штыревых электродах, принадлежащих разным гребёнкам, оказываются противоположными, и в приповерхностной области пьезоэлектрической подложки создаётся периодическое переменное электрическое поле. Это поле благодаря пьезоэффекту возбуждает в подложке две поверхностные упругие волны, распространяющиеся в обе стороны от преобразователя и сопровождающиеся переменным электрическим полем.

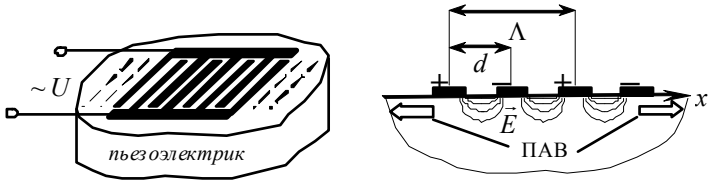

Рис. 1.1. Возбуждение ПАВ с помощью ВШП

Очевидно, что для эффективного преобразования электрической энергии в акустическую пространственный период изменения электрического поля гребёнок должен соответствовать пространственному периоду электрического поля поверхностной волны. В этом случае элементарные волны, излучаемые каждым из участков ВШП, будут складываться. В противном случае интерференция элементарных волн, генерируемых разными участками ВШП, будет частично, либо полностью гасить суммарную

ПАВ, возбуждаемую преобразователем. Частота сигнала, удовлетворяющая условию наилучшего возбуждения называется частотой акустического синхронизма f_0. Она определится из условия $2d = \Lambda$, где d – расстояние между соседними электродами, принадлежащими разным гребёнкам, $\Lambda = \mathrm{v}/f_0$ – длина волны ПАВ, v – фазовая скорость ПАВ:

$$f_0 = \mathrm{v}/2d\ . \qquad (1.1)$$

В режиме приёма ПАВ ввиду обратимости пьезоэффекта поверхностная акустическая волна, проходящая под штыревыми электродами преобразователя, наводит на них напряжение, которое, суммируясь на общих шинах гребёнок, приводит к появлению на выходе электрического сигнала. Амплитуда сигнала максимальна также при условии соответствия периода электрического поля ПАВ периоду расположения штыревых электродов, то есть при равенстве частоты ПАВ и частоты акустического синхронизма.

На практике для осуществления различных функций обработки сигнала используются преобразователи, в которых шаг электродов, их длина или ширина являются переменными. В соответствии с принятой к настоящему времени терминологией, если длина или ширина электродов являются переменными, ВШП называют аподизованным. Когда переменным является период преобразователя, его именуют неэквидистантным (рис. 1.2).

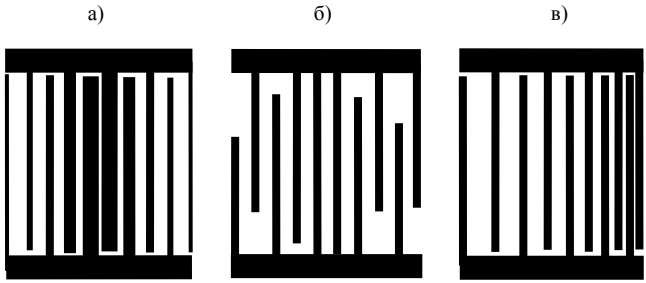

Рис. 1.2. Различные виды ВШП:
а – эквидистантный аподизованный с переменной шириной электродов;
б – эквидистантный аподизованный с переменной длиной электродов;
в – неэквидистантный неаподизованный

Для описания процесса возбуждения акустической волны системой параллельных планарных электродов на поверхности пьезоэлектрического полупространства предположим, что длина электродов значительно

больше расстояния между ними. Так как на практике длина штыревых электродов ВШП обычно составляет от нескольких десятков до нескольких сотен длин волн ПАВ, такое допущение вполне возможно. В этом случае влиянием концов электродов можно пренебречь и считать распределение электрического заряда вдоль длины электрода равномерным, в то время как в поперечном электродам направлении распределение заряда на каждом электроде не известно.

Пусть $q(\omega, x) = q(x)\exp(j\omega t)$ – поверхностная плотность заряда на электродах, возбуждаемых гармоническим внешним источником (рис. 1.3). Осциллирующий заряд создаёт переменное электрическое поле, которое, в свою очередь, возбуждает две поверхностные волны вида $a_0 \exp\left[j(\omega t - \kappa x)\right]$ и $a_0 \exp\left[j(\omega t + \kappa x)\right]$, распространяющихся в противоположных направлениях перпендикулярно электродам вдоль поверх-

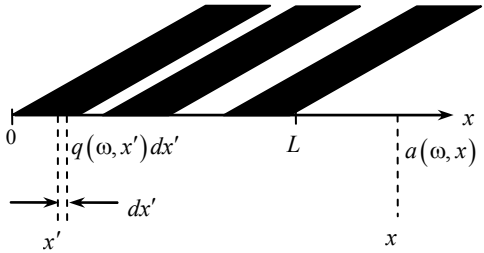

Рис. 1.3. Возбуждение пьезоэлектрического полупространства планарными металлическими электродами на его поверхности

ности пьезоэлектрика, где $\kappa = \omega/\mathrm{v}$ – волновое число ПАВ. В силу линейности системы поверхностная волна $da(x, x', \omega)$ в некоторой точке с координатой x справа от преобразователя, создаваемая элементарным зарядом $q(\omega, x')dx'$, имеющим координату x', будет пропорциональна величине этого заряда:

$$da(x, x', \omega) = \alpha q(\omega, x')\exp\left[-j\kappa(x - x')\right]dx', \qquad (1.2)$$

где коэффициент α определяет связь между зарядом и акустическим возбуждением и не зависит от топологии электродов. Если длина области подложки, занятой электродами, равна L, то суммарная амплитуда ПАВ в некоторой точке x запишется как:

$$a(\omega, x) = \alpha \int_0^L q(\omega, x') \exp\left[-j\kappa(x - x')\right] dx' . \qquad (1.3)$$

В точках x', лежащих вне преобразователя, $q(x') = 0$, поэтому в выражении (1.3) пределы интегрирования можно заменить на бесконечные:

$$a(\omega, x) = \alpha \int_{-\infty}^{\infty} q(\omega, x') \exp\left[-j\kappa(x - x')\right] dx' . \qquad (1.4)$$

Переходя к амплитудам, окончательно можно записать:

$$\begin{aligned} a_0(\omega) &= \alpha q(\omega), \\ q(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} q(x') \exp\left(j\frac{\omega}{\mathrm{v}} x'\right) dx'. \end{aligned} \qquad (1.5)$$

Так как коэффициент α не зависит от геометрии преобразователя, а используемые в устройствах на ПАВ акустические волны, как правило, не имеют дисперсии (обычно это волны Рэлея), данные соотношения позволяют сделать важнейший для теории ВШП вывод: зависимость амплитуды генерируемой ПАВ от частоты (то есть частотная характеристика ВШП) представляет собой Фурье-образ функции пространственного распределения поверхностной плотности заряда на штыревых электродах ВШП. Ввиду того что частотная характеристика преобразователя равна Фурье-образу его импульсной характеристики, можно также сделать вывод, что импульсный отклик преобразователя совпадает с пространственным распределением плотности поверхностного заряда на его электродах.

Задача расчёта распределения заряда на электродах и определения коэффициента связи α требует совместного решения волновых уравнений для пьезоэлектрического полупространства с учётом всех возможных видов упругих волн при наличии электродов на поверхности и уравнений электростатики для распределения электрического поля электродов. Такое решение приводит к довольно сложным интегральным уравнениям, анализ которых возможен только численными методами. Однако для многих практических случаев найдены достаточно хорошие приближения.

Будем считать, что электромеханическая связь является слабой. Это позволяет предположить, что электрическое поле ПАВ мало и не влияет на распределение поверхностного заряда электродов, то есть вторичное акустоэлектронное преобразование отсутствует. Предположим также, что электроды являются идеально проводящими и бесконечно тонкими. При данных допущениях распределение заряда может быть найдено из решения соответствующей электростатической задачи. Данное решение при-

водит к распределению заряда, описываемого известной формулой Келдыша–Седова:

$$q(x)=\sum_{m=0}^{N-1}\gamma_m x^m\left(\prod_{n=1}^{N}(x-a_n)(b_n-x)\right)^{-1/2},\ \ x\in[a_n,b_n]. \qquad (1.6)$$

Здесь: a_n и b_n – координаты краёв n-того электрода, N – число электродов, γ_m – набор коэффициентов, выбираемых таким образом, чтобы потенциал n-того электрода был равен заданному значению φ_n. В промежутке между электродами $q(x)=0$. Потенциалы электродов φ_n найдутся из соотношений:

$$\begin{gathered}\varphi_n=\int_L q(x')G_C(x-x')dx',\ \ x\in[a_n,b_n],\\ G_e(x-x')=\frac{1}{\pi\varepsilon_0(1+\varepsilon_p)}\ln|x-x'|,\end{gathered} \qquad (1.7)$$

где $G_e(x-x')$ – электростатическая функция Грина для диэлектрического полупространства, ε_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, $\varepsilon_p=\sqrt{\varepsilon_{33}\varepsilon_{11}-\varepsilon_{13}}$ – относительная эффективная диэлектрическая проницаемость подложки, ε_{ik} – компоненты тензора диэлектрической проницаемости подложки. Однако даже в случае небольшого числа электродов формулы (1.6) – (1.7) всё ещё довольно сложны для анализа влияния топологии преобразователя на его частотную характеристику. Поэтому для функции распределения зарядов применяются различные приближённые модели. Наиболее простые из них – модель с одной или двумя дельта-функциями, модель равномерного распределения и модель уединённого электрода (рис. 1.4).

В модели с одной дельта-функцией заряд каждого электрода считается сосредоточенным в его центре, и плотность распределения заряда описывается соотношением:

$$q(x)=\sum_{k=1}^{N}\frac{q_n}{W}\delta(x-x_n), \qquad (1.8)$$

где q_n и x_n – соответственно заряд и координата середины n-того электрода, N – число электродов, W – апертура преобразователя. Очевидно, данная модель может быть использована в случае достаточно узких электродов. В тех случаях, когда нельзя пренебречь их шириной, можно использовать модель с двумя дельта-функциями. При этом реальное рас-

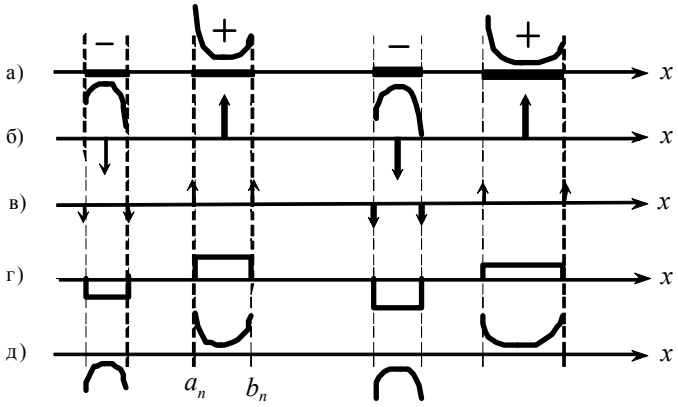

Рис. 1.4. Распределение зарядов 4-электродного преобразователя:
а – реальное; *б* – в модели с одной дельта-функцией; *в* – в модели с двумя дельта функциями; *г* – в модели равномерного распределения;
д – в модели уединённого электрода

пределение зарядов на каждом электроде заменяется суммой дельта-функций, расположенных на его краях:

$$q(x) = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{N}\frac{q_n}{W}\left[\delta(x-a_n)+\delta(x-b_n)\right]. \qquad (1.9)$$

Довольно часто используется модель равномерного распределения, в которой заряд каждого электрода считается равномерно распределённым по его ширине:

$$q(x) = \begin{cases} \dfrac{q_n}{W|b_n - a_n|} & \text{при } x \in [a_n, b_n], \\ 0 & \text{при } x \notin [a_n, b_n]. \end{cases} \qquad (1.10)$$

Наконец, в модели уединённого электрода в качестве функции распределение заряда принимается точное распределение заряда на каждом электроде, вычисляемое в отсутствие других электродов. Это распределение

вытекает из формулы Келдыша–Седова для одиночного электрода $(N=1)$:

$$q(x)=\begin{cases}\dfrac{q_n}{W}\dfrac{1}{\pi\sqrt{(x-a_n)(b_n-x)}} & \text{при } x\in[a_n,b_n],\\ 0 & \text{при } x\notin[a_n,b_n].\end{cases} \qquad (1.11)$$

Заряды электродов q_n определяются по их потенциалам и межэлектродной ёмкости, которые находятся из решения соответствующей электростатической задачи.

Несмотря на довольно грубую аппроксимацию распределения зарядов, рассмотренные модели во многих практических случаях дают приемлемое совпадение с результатами строгой теории. Преимущество этих моделей заключается в возможности получения простых выражений для частотных характеристик различных преобразователей, в том числе аподизованных и неэквидистантных. Однако такой подход даёт только общий вид частотной характеристики ВШП в относительных единицах и не позволяет найти эквивалентные электрические параметры ВШП, а также определить эффективность преобразования.

Рассмотрим частотную характеристику однородного ВШП с одинаковой шириной и длиной электродов и постоянным шагом между ними. Используя модель с одной дельта-функцией, из соотношений (1.5) и (1.8) получаем:

$$a_0(\omega)=\alpha\frac{1}{W}\sum_{n=1}^{N}q_n\exp\left(j\frac{\omega}{\mathrm{v}}x_n\right). \qquad (1.12)$$

Пусть центр первого электрода преобразователя имеет координату $x_1=0$, а расстояние между центрами соседних электродов – d, то координата центра n-того электрода равна $x_n=(n-1)d$. Если число положительно заряженных электродов равно числу отрицательно заряженных, то заряды на соседних электродах равны по величине и противоположны по знаку – $q_n=q_0(-1)^{n-1}$. Конечно данное предположение не вполне точно, так как заряды электродов вблизи краёв преобразователя должны быть, очевидно, несколько меньше зарядов внутренних электродов. Однако для упрощённого анализа можно принять, что преобразователь достаточно длинный и влиянием его краёв можно пренебречь. В этом случае соотношение (1.12) приобретает следующий вид:

$$a_0(\omega) = \alpha \frac{q_0}{W} \sum_{n=1}^{N} \exp\left[-j(n-1)\left(\frac{\omega}{\mathrm{v}} d - \pi \right) \right]. \qquad (1.13)$$

Оно представляет собой сумму геометрической прогрессии, вычисляя которую, находим:

$$a_0(\omega) = \frac{\alpha q_0}{W} \exp\left[j \frac{(N-1)}{2} \left(\pi - \frac{\omega}{\mathrm{v}} d \right) \right] \frac{\sin\left[\frac{N}{2} \left(\frac{\omega}{\mathrm{v}} d - \pi \right) \right]}{\sin\left[\frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{\mathrm{v}} d - \pi \right) \right]}. \qquad (1.14)$$

Если преобразователь, имеющий N_2 пар штыревых электродов $(N_2 = N/2)$, возбуждается напряжением единичной амплитуды $U = \exp(j\omega t)$, то абсолютный заряд каждого электрода равен:

$$q_0 = \frac{C}{N_2} = \frac{2C}{N}, \qquad (1.15)$$

где C – электростатическая ёмкость преобразователя. Принимая во внимание, что:

$$\frac{\omega}{\mathrm{v}} d - \pi = \frac{2\pi f}{\mathrm{v}} d - \pi = \pi \frac{f - f_0}{f_0}, \qquad (1.16)$$

где $f_0 = \mathrm{v}/(2d)$ – частота акустического синхронизма, и отбрасывая несущественный фазовый множитель, линейно зависящий от частоты и описывающий групповую задержку сигнала, получаем выражение для АЧХ однородного преобразователя:

$$A(f) = |a_0| = \alpha \frac{2C}{W} \left| \frac{1}{N} \frac{\sin\left(\frac{N\pi}{2} \cdot \frac{f - f_0}{f_0} \right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{f - f_0}{f_0} \right)} \right|. \qquad (1.17)$$

Из соотношения (1.17) следует, что АЧХ однородного ВШП имеет максимумы на частоте акустического синхронизма f_0 и её нечётных гармониках $(2n+1) f_0$, $n = 1, 2, 3...$ Ограничиваясь частотами вблизи основного максимума, легко видеть, что нули $A(f)$ расположены на частотах $f_0 \pm 2 f_0 / N$. Таким образом, можно приближённо принять, что ВШП работает эффективно в полосе частот $f_0 \pm f_0 / N$, на краях которой амплитуда снижается на ≈ 4 дБ по отношению к максимальному значе-

нию. Более точная величина полосы преобразования, определённая по уровню 3 дБ, равна:

$$\Delta f \simeq 0,89\left(2f_0/N\right) \simeq 0,89\, f_0/N_2 \ . \qquad (1.18)$$

Рассмотренная выше полоса, определяемая геометрией преобразователя, носит название акустической полосы. На частотные свойства ВШП влияют также его эквивалентные электрические параметры. Для анализа влияния электрических параметров можно использовать параллельную, или последовательную эквивалентную схему (рис. 1.5). Оба представления полностью взаимозаменяемы. Элементы последовательной схемы

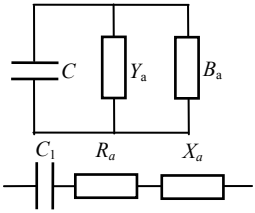

Рис. 1.5. Параллельная и последовательная электрические эквивалентные схемы ВШП: C – параллельная статическая ёмкость, Y_a и B_a – активная и реактивная части проводимости излучения, C_1 – последовательная статическая ёмкость, R_a и X_a – активная и реактивная части сопротивления излучения

могут быть пересчитаны в элементы параллельной схемы с помощью стандартных методов теории цепей.

В параллельной эквивалентной схеме ВШП имеет статическую межэлектродную емкость C, активную и реактивную составляющие проводимости излучения $Y_a\left(f\right) + jB_a\left(f\right)$. Активная часть проводимости излучения описывает затраты электрической энергии на генерацию ПАВ. Вблизи частоты акустического синхронизма реактивная составляющая проводимости B_a мала по сравнению со статической ёмкостью C и ею можно пренебречь. Эквивалентные элементы последовательной схемы выразятся соотношениями:

$$R_a = \frac{Y_a}{Y_a^2 + \left(\omega C\right)^2}, \quad \frac{1}{\omega C_1} = \frac{\omega C}{Y_a^2 + \left(\omega C\right)^2}. \qquad (1.19)$$

Как будет показано далее, активная проводимость излучения однородного преобразователя, имеющего N_2 пар электродов, на частоте акустического синхронизма определяется выражением:

$$Y_a = \tilde{y} K^2 f_0 N_2 C \ , \qquad (1.20)$$

где K – коэффициент электромеханической связи, $\tilde{y}$ – численный коэффициент, зависящий от отношения ширины электродов к шагу ВШП. При типичных значениях этого отношения $\tilde{y} \simeq 8$. В случае слабой элек-

тромеханической связи проводимость преобразователя должна, очевидно, носить, в основном ёмкостной характер:

$$\omega C >> Y_a . \qquad (1.21)$$

Откуда с учётом (1.20) вытекает количественное выражение условия слабой электромеханической связи:

$$\frac{4}{\pi} K^2 N_2 << 1 . \qquad (1.22)$$

При выполнении данного условия выражения (1.19) приобретают следующий вид:

$$R_a \simeq \frac{Y_a}{(\omega C)^2}, \quad C_1 \simeq C. \qquad (1.23)$$

Электрическая добротность параллельной эквивалентной схемы ВШП равна:

$$Q_e = \frac{2\pi f_0 C}{\mathrm{Y}_a} . \qquad (1.24)$$

Из (1.24) и (1.20) при $\tilde{y} = 8$ получаем:

$$Q_e = \frac{\pi}{4K^2 N_2} . \qquad (1.25)$$

Электрическая добротность определяет электрическую полосу ВШП:

$$\Delta f = \frac{f_0}{Q_e} = f_0 \frac{4K^2 N_2}{\pi} . \qquad (1.26)$$

Меньшая из двух полос – акустическая или электрическая будет ограничивать эффективную полосу преобразования, которую называют собственной или характеристической полосой ВШП. Как видно из выражений (1.18) и (1.26), акустическая полоса с ростом числа пар штырей убывает как $1/N_2$, в то время как электрическая полоса пропорциональна N_2. При большом числе штырей собственная полоса ограничена акустическими свойствами преобразователя, а при малом – электрическими. Максимально широкая характеристическая полоса преобразования будет достигаться при условии равенства электрической и акустической полос:

$$f_0 \frac{4K^2 N_2}{\pi} \simeq 0,89 \frac{f_0}{N_2} . \qquad (1.27)$$

Отсюда можно определить оптимальное число пар штыревых электродов, при котором полоса преобразования однородного ВШП имеет наибольшую величину:

$$N_2 \simeq \frac{\sqrt{0,89\pi}}{2K} \simeq \frac{0,83}{K}. \qquad (1.28)$$

Сама же характеристическая относительная полоса преобразования при оптимальном числе электродов равна:

$$\left(\Delta f / f_0\right)_{\max} \simeq 1,07K. \qquad (1.29)$$

Следует отметить, что максимальная относительная ширина полосы преобразования зависит исключительно от пьезоэлектрических свойств подложки. Для сильных пьезоэлектриков ширина полосы больше, чем для слабых. На практике число электродов ВШП часто не соответствует оптимальному, а выбирается исходя из требования реализации заданной частотной характеристики.

Рассчитаем теперь АЧХ однородного преобразователя с использование модели двух дельта-функций (рис. 1.6). Пусть расстояние между центрами соседних электродов равно d, левый край первого электрода преобразователя имеет координату $a_1 = 0$, а правый – $b_1 = a_1 + p$, где p –

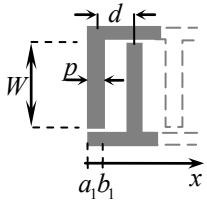

Рис. 1.6. К расчёту АЧХ однородного ВШП: *W*– апертура преобразователя, *p* – ширина штыревых электродов, *d* – расстояние между серединами соседних электродов, *p/d*– коэффициент металлизации

ширина электродов. Тогда координата левого края n-того электрода равна $a_n = (n-1)d$, а правого края – $b_n = (n-1)d + p$. Подставляя эти значения a_n и b_n в соотношения (1.5) и (1.9), с учётом (1.15) и (1.16) получаем:

$$A(f) = \alpha \frac{2C}{W} \left| \cos\left(\frac{\pi f}{2 f_0} \frac{p}{d} \right) \right| \cdot \left| \frac{1}{N} \frac{\sin\left(\frac{N\pi}{2} \frac{f - f_0}{f_0} \right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{f - f_0}{f_0} \right)} \right|. \qquad (1.30)$$

Аналогичный расчёт АЧХ ВШП в модели равномерного распределения заряда на электродах приводит к следующему выражению:

$$A(f)=\alpha\frac{2C}{W}\left|\frac{\sin\left(\frac{\pi f}{2f_0}\frac{p}{d}\right)}{\left(\frac{\pi f}{2f_0}\frac{p}{d}\right)}\right|\cdot\left|\frac{1}{N}\frac{\sin\left(\frac{N\pi}{2}\frac{f-f_0}{f_0}\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{f-f_0}{f_0}\right)}\right|. \qquad (1.31)$$

Модель уединённого электрода даёт:

$$A(f)=\alpha\frac{2C}{W}\left|\mathrm{J}_0\left(\frac{\pi f}{2f_0}\frac{p}{d}\right)\right|\cdot\left|\frac{1}{N}\frac{\sin\left(\frac{N\pi}{2}\frac{f-f_0}{f_0}\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{f-f_0}{f_0}\right)}\right|, \qquad (1.32)$$

где $\mathrm{J}_0(x)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Нетрудно видеть, что для достаточно узких электродов $(p/d\to 0)$ все четыре рассмотренные модели дают одинаковый вид АЧХ однородного ВШП.

Обобщая на случай произвольного распределения заряда, для однородного ВШП можно записать:

$$A(f)=\alpha\frac{2C}{W}\left|e(f)\right|\cdot\left|H(f)\right|. \qquad (1.33)$$

В этом выражении функция $e(f)$ представляет собой Фурье-образ распределения заряда на отдельном электроде, её называют множителем элемента. В зависимости от характера распределения заряда на электроде множитель элемента имеет вид:

$$e(f)=\begin{cases}1 & \text{одна дельта-функция,}\\ \cos\left(\frac{\pi f}{2f_0}\frac{p}{d}\right) & \text{две дельта-функции,}\\ \sin\left(\frac{\pi f}{2f_0}\frac{p}{d}\right)\Big/\left(\frac{\pi f}{2f_0}\frac{p}{d}\right) & \text{равномерное распределение,}\\ \mathrm{J}_0\left(\frac{\pi f}{2f_0}\frac{p}{d}\right) & \text{уединённый электрод.}\end{cases} \qquad (1.34)$$

Функция $H(f)$ – есть Фурье-образ распределения заряда в преобразователе с бесконечно узкими электродами, её называют множителем системы. Множитель системы не зависит от характера распределения заряда

на отдельном электроде, а определяется исключительно числом электродов и шагом ВШП, задающим значение частоты акустического синхронизма:

$$H(f)=\frac{1}{N}\frac{\sin\left(\frac{N\pi}{2}\frac{f-f_0}{f_0}\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{f-f_0}{f_0}\right)}. \qquad (1.35)$$

В окрестности частоты акустического синхронизма зависимостью $e(f)$ по сравнению с зависимостью $H(f)$ во многих случаях, особенно при большом числе электродов, можно пренебречь и использовать для анализа АЧХ модель с одной дельта-функцией. Однако на других частотах влияние множителя элемента может быть существенным.

Рассмотрим далее процедуру расчёта проводимости излучения ВШП.

Известны различные методы расчёта проводимости излучения ВШП. Среди этих методов наиболее общим и строгим является физический метод, основанный на методе функции Грина для пьезоэлектрического полупространства.

Пусть ПАВ возбуждается ВШП длиной L и с апертурой W, распределение зарядов на электродах которого $q(x)$ произвольно, но известно. Если преобразователь питается напряжением единичной амплитуды $U=e^{j\omega t}$, а $I_0(x)e^{j\omega t}=j\omega q(x)e^{j\omega t}$ – плотность тока преобразователя, то комплексная электрическая мощность, поступающая в подложку, равна:

$$P=\frac{1}{2}W\int_L \varphi(x)I_0^*(x)\,dx=-\frac{1}{2}j\omega W\int_L \varphi(x)q(x)\,dx, \qquad (1.36)$$

где φ – электрический потенциал на поверхности. Эту мощность также можно записать, как:

$$P=\frac{1}{2}Y|U|^2=\frac{1}{2}Y, \qquad (1.37)$$

где Y – полная входная проводимость преобразователя. Вещественная часть Y определяет проводимость излучения, а мнимая – статическую ёмкость преобразователя:

$$\begin{aligned} Y_a &= \operatorname{Re} Y, \\ \omega C &= -\operatorname{Im} Y. \end{aligned} \qquad (1.38)$$

Из (1.36) и (1.37) получаем:

$$Y = -j\omega W \int_L \varphi(x) q(x) dx . \qquad (1.39)$$

Таким образом, для расчёта проводимости и статической ёмкости ВШП необходимо знать связь поверхностного потенциала и поверхностной плотности заряда.

Потенциал $\varphi(x)$ на поверхности пьезоэлектрика связан с поверхностным зарядом соотношением:

$$\varphi(x) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x - x') q(x') dx' , \qquad (1.40)$$

где $G(x - x')$ – функция Грина пьезоэлектрического полупространства. Она определяет потенциал на поверхности пьезоэлектрика, создаваемый бесконечно тонкой нитью заряда. Расчёт функции Грина в общем случае может быть выполнен только численными методами. Но в практически важном случае рэлеевских волн найдено аналитическое выражение, позволяющее получить простое решение, которое имеет следующий вид:

$$G = G_e + G_{\mathrm{R}} + G_{\mathrm{V}} , \qquad (1.41)$$

где G_e – электростатическая часть, ответственная за статическую ёмкость электродов, G_{R} – соответствует возбуждению ПАВ, G_{V} – описывает возбуждение объёмных волн, уходящих от преобразователя вглубь пьезоэлектрика. Возбуждение объёмной волны в большинстве случаев является нежелательным явлением в устройствах на ПАВ. Поэтому принимаются специальные меры для их устранения. Отметим, что с ростом числа электродов относительный вклад объёмных волн в излучение ВШП быстро уменьшается. В дальнейшем будем считать, что объёмные волны отсутствуют, а проводимость излучения связана лишь с возбуждением ПАВ.

Электростатическая функция Грина определяется соотношением (1.7), а функция Грина для рэлеевских волн имеет следующий вид:

$$G_{\mathrm{R}}(x - x') = j \frac{K^2}{2\varepsilon_0 (1 + \varepsilon_p)} \exp\left(j\kappa |x - x'|\right) \qquad (1.42)$$

где $K^2 = 2\Delta \mathrm{v}/\mathrm{v}$ – квадрат эффективного коэффициента электромеханической связи для рэлеевской волны, равный удвоенной относительной разнице скоростей волн Рэлея на свободной и покрытой идеально проводящей плёнкой поверхности.

Используя соотношения (1.38) – (1.42), нетрудно получить следующее выражение:

$$Y_a = \frac{\omega K^2 W}{2\varepsilon_0 \left(1+\varepsilon_p\right)} \left|q\left(\omega\right)\right|^2 . \qquad (1.43)$$

Статическую ёмкость преобразователя можно найти, используя электростатическую функцию Грина (1.7):

$$C = \frac{W}{\pi\varepsilon_0 \left(1+\varepsilon_p\right)} \int_L dx \int_L dx' q\left(x\right) q\left(x'\right) \ln\left|x - x'\right| . \qquad (1.44)$$

Распределение заряда на электродах $q\left(x\right)$ в (1.43) и его Фурье-образ $q\left(\omega\right)$ в (1.44) берутся при единичной амплитуде напряжения на ВШП.

Помимо значения ёмкости и проводимости ВШП физический метод позволяет найти коэффициент α, определяющий связь между поверхностной плотностью заряда и амплитудой возбуждаемой ПАВ. Электрическая мощность, поступающая в преобразователь, равна:

$$P = \frac{1}{2} Y_a = \frac{\omega K^2 W}{4\varepsilon_0 \left(1+\varepsilon_p\right)} \left|q\left(\omega\right)\right|^2 . \qquad (1.45)$$

В силу закона сохранения энергии это мощность должна равняться сумме мощностей двух возбуждаемых ПАВ, распространяющихся в противоположных направлениях от ВШП. Считая ширину пучка возбуждаемых ПАВ равной апертуре ВШП, суммарную мощность обеих ПАВ можно записать как:

$$P = \frac{W\left|A\right|^2}{2} + \frac{W\left|A\right|^2}{2} = \alpha^2 W \left|q\left(\omega\right)\right|^2 \qquad (1.46)$$

Из сравнения (1.45) и (1.46) находим:

$$\alpha = \frac{K}{2} \sqrt{\frac{\omega}{\varepsilon_0 \left(1+\varepsilon_p\right)}} . \qquad (1.47)$$

Отсюда следует, что для эффективного акустоэлектронного преобразования следует выбирать подложки с возможно большим коэффициентом электромеханической связи и возможно меньшей диэлектрической проницаемостью. Влияние коэффициента электромеханической связи на эффективность преобразования вполне очевидно. Влияние диэлектрической проницаемости также легко понять, если учесть, что при заданном заряде электродов (токе электродов) напряжённость электрического поля в подложке тем больше, чем меньше её диэлектрическая проницаемость.

Отметим, что в соответствии с рассмотренной теорией коэффициент α зависит, хотя и слабо от частоты. Так что, строго говоря, эта зависимость также влияет на АЧХ преобразователя. Однако при обычной ши-

рине полосы преобразования < 20 % главным фактором, определяющим АЧХ, является топология электродов, а зависимостью $\alpha(\omega)$ можно пренебречь.

Найдём ёмкость и проводимость излучения однородного преобразователя на частоте акустического синхронизма. Если пренебречь влиянием краёв преобразователя и в качестве функции распределения заряда на электродах принять известное из электростатики распределение заряда в бесконечно длинной регулярной решётке, то ёмкость ВШП можно записать в следующем виде:

$$C = N_2 C_2 W\,, \tag{1.48}$$

где

$$C_2 = \varepsilon_0 \left(1 + \varepsilon_p\right) \tilde{c}\left(p/d\right) \tag{1.49}$$

и представляет собой ёмкость пары электродов на единицу их длины (погонную ёмкость). Коэффициент $\tilde{c}\left(p/d\right)$ зависит от степени металлизации p/d:

$$\tilde{c}\left(\frac{p}{d}\right) = \frac{\mathrm{K}\left(\sin^2 \dfrac{\pi p}{2d}\right)}{\mathrm{K}\left(\cos^2 \dfrac{\pi p}{2d}\right)}. \tag{1.50}$$

где $\mathrm{K}(x)$ – полный эллиптический интеграл первого рода.

Используя выражения (1.5), (1.33), (1.43), (1.48) и (1.49), проводимость излучения вблизи частоты акустического синхронизма можно представить в следующем виде:

$$Y_a = \tilde{y} f_0 K^2 C N_2\,, \tag{1.51}$$

где:

$$\tilde{y}\left(p/d\right) = 4\pi \tilde{c}^2\left(p/d\right) e^2\left(f_0\right), \tag{1.52}$$

$e\left(f_0\right)$ – значение множителя элемента на частоте акустического синхронизма.

Зависимость коэффициентов $\tilde{c}$ и $\tilde{y}$ от степени металлизации p/d, рассчитанная на основании распределения заряда в бесконечной регулярной решётке, показана на рис. 1.7.

Электрическая добротность ВШП определяется выражением:

$$Q_e = \frac{2\pi f_0 C}{\mathrm{Y}_a} = \frac{2\pi}{\tilde{y} K^2 N_2}\,. \tag{1.53}$$

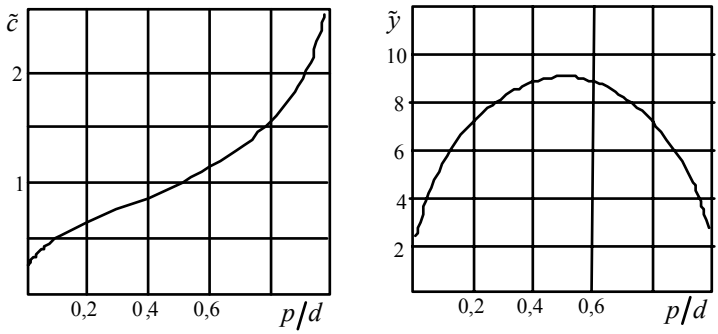

Рис. 1.7. Зависимость коэффициентов $\tilde{c}$ и $\tilde{y}$ от степени металлизации p/d

Из приведённой зависимости $\tilde{y}(p/d)$ следует, что минимальное значение электрической добротности и, следовательно, максимальная ширина собственной полосы преобразования достигается при коэффициенте металлизации $p/d = 0,5$. При изменении степени металлизации в диапазоне от $p/d = 0,2$ до $p/d = 0,8$ среднее значение коэффициента $\tilde{y} \simeq 8$.

Необходимо отметить, что периодические неоднородности, создаваемые электродами преобразователя приводят к отражению от них акустических волн. Коэффициент отражения от отдельного электрода незначителен. Однако если расстояние между соседними электродами равно половине длины акустической волны, отражённые волны будут складываться в фазе. Вследствие этого, при большом числе электродов вблизи частоты акустического синхронизма может наблюдаться сильное отражение ПАВ от преобразователя. Надо иметь в виду, что в рассмотренной выше теории отражение от электродов не учитывается. Поэтому полученные для проводимости выражения пригодны лишь для расчёта устройств, в которых отражённые волны не участвуют в формировании АХЧ или заметно на неё не влияют.

Контрольные вопросы

1. Перечислите основные виды ВШП.
2. Что такое частота акустического синхронизма?
3. Объясните суть простейших моделей для расчёта АЧХ преобразователей.

4. Сформулируйте факторы, влияющие на собственную полосу преобразования однородного ВШП, и объясните, как добиться максимально широкой полосы преобразования.

5. Сформулируйте кратко суть физической модели расчёта ёмкости и проводимости излучения ВШП и определите границы её применимости.

6. Какие требования предъявляются к пьезоэлектрической подложке?

7. Как влияет коэффициент металлизации на собственную полосу преобразования ВШП?

Расчётные задания

1. Используя данные Таблицы 1 Приложения, определите оптимальное число электродов однородного преобразователя для следующих пьезоэлектрических подложек: а) кварц ST,X; б) танталат лития Z,Y в) ниобат лития Z,Y. Для каждой из подложек найдите максимальную относительную полосу преобразования.

2. Для центральной частоты $f_0 = 100$ МГц найдите шаг преобразователя и постройте нормированную АЧХ 8-ми электродного преобразователя:

$$A(f) = \sqrt{\frac{f}{f_0}}\left|e(f)\right| \cdot \left|H(f)\right|$$

с использованием модели одной дельта-функции, двух дельта-функций, модели однородного распределения и модели уединённого электрода при различных значениях коэффициента металлизации $p/d = 0{,}2;\ 0{,}33;\ 0{,}5;\ 0.7$. Расчёт АЧХ выполнить в диапазоне частот $f = (50 \div 350)$ МГц. Сравните полученные зависимости и сформулируйте сходства и различия.

Для расчёта значений функции Бесселя использовать следующие аппроксимирующие многочлены:

$$x \le 3:$$

$$\mathrm{J}_0(x) = 1 - 2{,}2499997(x/3)^2 + 1{,}2656208(x/3)^4 - 0{,}3163866(x/3)^6$$
$$+0{,}0444479(x/3)^8 - 0{,}0039444(x/3)^{10} + 0{,}00021(x/3)^{12}.$$

$x \geq 3$:

$$J_0(x) = x^{-1/2}\xi(x)\cos\theta(x),$$

$$\xi(x) = 0,79788456 - 0,00000077(3/x) - 0,0055274(3/x)^2 -$$

$$-0,00009512(3/x)^3 + 0,00137237(3/x)^4 - 0,00072805(3/x)^5 +$$

$$+0,00014476(3/x)^6,$$

:

$$\theta = x - 0,78539816 - 0,04166397(3/x) - 0,00003954(3/x)^2 +$$

$$+0,00262573(3/x)^3 - 0,00054125(3/x)^4 - 0,00029333(3/x)^5 +$$

$$+0,00013558(3/x)^6.$$

Задача 2. Потери в устройствах на ПАВ. Линия задержки на поверхностных акустических волнах

В электронике достаточно широко применяются различные линии задержки (ЛЗ). Поверхностные акустические волны являются довольно медленными волнами. Скорость их распространения на пять порядков меньше скорости света, благодаря чему на их основе можно получать значительные времена задержки при небольших габаритах устройства.

Простейшая линия задержки на ПАВ состоит из двух однородных ВШП – входного и выходного, которые размещены на поверхности пьезоэлектрического звукопровода (Рис. 2.1). Для того чтобы ПАВ, достигающие торцов подложки, не отражались и не вносили иска-

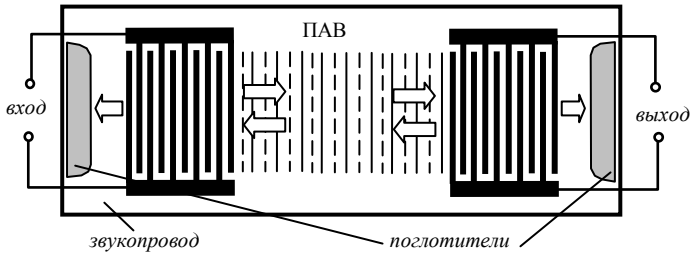

Рис. 2.1. Линия задержки с двумя ВШП на общей подложке

жений в сигнал, на эти торцы обычно наносится акустический поглотитель. Если необходимо задерживать сигналы сложного спектрального состава, полоса пропускания обоих преобразователей должна совпадать и быть по возможности максимально широкой.

Одним из важнейших параметров любого ПАВ устройства и в частности линии задержки является величина вносимых потерь, которые приводят к ослаблению обрабатываемого сигнала.

Основными причинами потерь, вносимых ПАВ устройствами, являются:

– двунаправленность входного и выходного ВШП;
– рассогласование ВШП с внешними электрическими цепями;
– затухание сигнала в электродах преобразователя;
– затухание ПАВ в подложке;
– дифракционная расходимость акустического пучка.

Анализ потерь, связанных с двунаправленностью ВШП можно провести с помощью матрицы рассеяния ВШП. Каждый ВШП рассматривается как шестиполюсник с тремя портами, в котором порт *3* является электрическим, а порты *1* и *2* – акустическими (рис. 2.2).

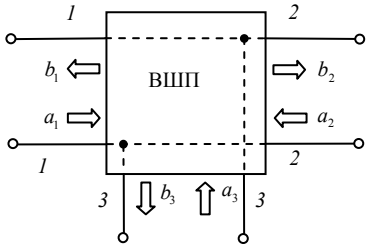

Рис. 2.2. Преобразователь как шестиполюсник с двумя акустическим портами *1* и *2* и одним электрическим – *3*

Связь между амплитудами сигналов a_k, приходящих на порты, с амплитудами выходящих сигналов b_i описывается матрицей рассеяния S_{ik}:

$$b_i = S_{ik} a_k \tag{2.1}$$

Пусть преобразователь согласован со стороны электрического порта и потери отсутствуют. Тогда из соображений симметрии и закона сохранения энергии можно показать, что матрица рассеяния имеет следующий вид:

$$\left[S_{ik}\right] = \begin{pmatrix} S_1 & S_2 & S_3 \\ S_2 & S_1 & S_3 \\ S_4 & S_4 & 0 \end{pmatrix}, \tag{2.2}$$

где

$$\begin{gathered} S_2 = -S_1, \quad S_4 = \pm S_3, \\ \left|S_3\right|^2 = \left|S_4\right|^2 = \frac{1}{2}, \quad \left|S_1\right|^2 = \left|S_2\right|^2 = \frac{1}{4}. \end{gathered} \tag{2.3}$$

Если мощность сигнала на электрическом порте первого ВШП равна A^2, то после преобразования половина этой мощности $A^2/2$ попадёт на акустический порт 1 и будет поглощена. Вторая половина достигнет порта 1 второго ВШП, где одна четверть от неё $A^2/8$ отразится, одна четверть пройдёт на порт 2 и поглотится, а половина $A^2/4$ преобразуется в сигнал электрического порта второго ВШП. Таким образом, результатом двунаправленного преобразования является ослабление мощности сигнала в 4 раза или на 6 дБ – по 3 дБ на каждый преобразователь.

Следует отметить, что существуют несколько видов ВШП, обеспечивающих однонаправленное излучение ПАВ. Однако однонаправленный характер излучения в них, строго говоря, имеет место только в весьма узкой полосе частот. Кроме того, конструкции однонаправленных ВШП значительно сложнее.

Наличие отражения от акустических портов ВШП приводит к появлению на выходе ЛЗ помимо основного сигнала ряда дополнительных эхосигналов, соответствующих нечётному числу проходов ПАВ между преобразователями. Обычно существенным является только первый из них, связанный с тройным прохождением сигнала между входным и выходным ВШП. Его амплитуда только на 12 дБ меньше основного сигнала, что обусловлено двумя дополнительными преобразованиями. При длительном входном сигнале передний фронт трёхпролётного сигнала может появиться на выходе ЛЗ раньше заднего фронта основного сигнала, что приводит к искажениям.

Если преобразователи не согласованы с внешними электрическими цепями, уровень трёхпролётного сигнала по сравнению с уровнем основного сигнала уменьшается, но вносимые потери возрастают.

Потери сигнала, обусловленные рассогласованием ВШП с внешними цепями и поглощением мощности в электродной системе ВШП, могут быть найдены с помощью эквивалентной схемы возбуждающей цепи, изображённой на рис. 2.3.

Преобразователь имеет статическую межэлектродную емкость C, сопротивление излучения R_a и сопротивление штыревых электродов R_e. Внешняя цепь содержит генератор с внутренним сопротивлением R_g,

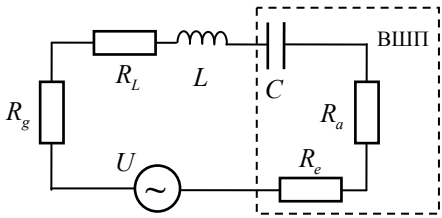

Рис. 2.3. Эквивалентная схема ВШП, подключённого к внешнему источнику сигнала

согласующую индуктивность L, предназначенную для компенсации статической ёмкости ВШП, и последовательное активное сопротивление R_L, позволяющее согласовать генератор с преобразователем.

Если ширина электродов в два раза меньше расстояния между ними (то есть коэффициент металлизации равен 0,5) элементы эквивалентной схемы ВШП выражаются следующим образом:

$$C = \varepsilon_0 \left(1 + \varepsilon_p\right) W N_2,$$

$$R_a = \frac{2K^2}{\pi^2 \mathrm{v} \varepsilon_0 \left(1 + \varepsilon_p\right)} \left(\frac{W}{\Lambda}\right)^{-1}, \qquad (2.4)$$

$$R_e = \frac{4\rho}{N_2} \frac{W}{\Lambda}$$

Здесь: ε_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, ε_p – относительная эффективная диэлектрическая проницаемость подложки, K – коэффициент электромеханической связи, v – скорость ПАВ, Λ – длина волны ПАВ, W – апертура ВШП, N_2 – число пар электродов, ρ – поверхностное сопротивление электродов $[\text{Ом}/\square]$. Диэлектрическая проницаемость, коэффициент электромеханической связи и скорость ПАВ определяются материалом подложки, ориентацией её поверхности и направлением распространения ПАВ.

Эквивалентная схема цепи приёмного ВШП вполне аналогична за исключением того, что источником сигнала является сам преобразователь, а сопротивление генератора должно быть заменено на сопротивление нагрузки. В общем случае под величиной $Z = R_L + j\omega L$ следует понимать полный импеданс внешней электрической цепи, согласующей преобразователь с источником сигнала, либо с нагрузкой.

Если эдс источника сигнала равна U, то ток в цепи I выразится как отношение эдс источника к полному сопротивлению всей схемы:

$$I = \frac{U}{\left(R_g + R_a + R_e + R_L + j\omega L + \dfrac{1}{j\omega C}\right)} \qquad (2.5)$$

Напряжение на активном сопротивлении R_a равно:

$$U_a = I R_a. \qquad (2.6)$$

Тогда мощность излучения преобразователя:

$$P_a = \frac{1}{2} U_a I^* = \frac{1}{2} \frac{|U|^2 R_a}{\left[\left(R_a + R_g + R_e + R_L\right)^2 + \left(\omega L - \dfrac{1}{\omega C}\right)^2\right]}. \qquad (2.7)$$

При заданной величине эдс генератора мощность излучения достигает своего максимального значения, если ёмкость и сопротивление излучения ВШП на частоте акустического синхронизма ω_0 удовлетворяют условиям:

$$R_a = R_g + R_e + R_L,$$
$$\omega_0 C = \frac{1}{\omega_0 L}. \qquad (2.8)$$

Максимальная электрическая мощность, которую генератор может отдавать в согласованную нагрузку:

$$P_0 = \frac{|U|^2}{8R_g}. \qquad (2.9)$$

Потери, связанные с рассогласованием и поглощением энергии в электродной системе, определятся как отношение мощности, которую источник сигнала способен отдавать в согласованную нагрузку, к мощности, рассеиваемой сопротивлением излучения:

$$T = \frac{P_0}{P_a} = \frac{\left(R_a + R_g + R_e + R_L\right)^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}{4R_\Gamma R_\text{А}}. \qquad (2.10)$$

Общепринято эту величину выражать в децибелах:

$$T\left[\text{дБ}\right] = 10\lg\frac{\left(R_a + R_g + R_e + R_L\right)^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}{4R_g R_a}. \qquad (2.11)$$

Если $R_L = 0$ и $R_e = 0$, то при

$$R_a = R_g \text{ и } \omega_0 C = \frac{1}{\omega_0 L} \qquad (2.12)$$

рассматриваемые потери отсутствуют $\left(T = 0 \text{ дБ}\right)$.

Для уменьшения поглощения мощности в электродах необходимо, чтобы их поверхностное сопротивление было малым. Поэтому для нанесения преобразователя необходимо выбирать материалы с высокой проводимостью, а сами электроды делать не слишком тонкими. Однако по мере увеличения толщины возрастает механическая нагрузка на поверхности подложки, что приводит к росту коэффициент отражения ПАВ от преобразователя. Это вызывает дополнительные потери и искажения. Установлено, что компромисс между величиной отражения и потерями в

случае часто используемых электродов из алюминия достигается при величине поверхностного сопротивления $\rho \approx 0,5 \div 0,7$ Ом/□.

Кроме величины вносимых потерь параметры схемы согласования ВШП с источником сигнала или нагрузкой также влияют на максимально достижимую полосу преобразования. Эта полоса определяется двумя факторами: акустическими свойствами преобразователя и добротностью электрической схемы согласования ВШП с источником или приёмником сигнала.

Электрическую полосу преобразования можно найти из эквивалентной схемы на рис. 2.3. Добротность этой схемы равна:

$$Q_e = \frac{2\pi f_0 C}{R_a + R_g + R_e + R_L} = \frac{2\pi f_0 C}{R_a\left(1+\eta\right)} = Q_{e0}\left(1+\eta\right)^{-1}, \qquad (2.13)$$

где Q_{e0} – собственная добротность ВШП,

$$\eta = \left(R_g + R_L + R_e\right)/R_a . \qquad (2.14)$$

Величина Q_e определяет относительную электрическую полосу схемы:

$$\left(\Delta f / f_0\right)_e = \left(1+\eta\right)/Q_{e0} . \qquad (2.15)$$

Собственная добротность ВШП равна:

$$Q_{e0} = \frac{\pi}{4K^2 N_2}, \qquad (2.16)$$

Следовательно:

$$\left(\Delta f / f_0\right)_e = \frac{4K^2 N_2}{\pi}\left(1+\eta\right). \qquad (2.17)$$

Относительная акустическая полоса преобразователя определяется выражением:

$$\left(\Delta f / f_0\right)_a = 0,89/N_2 . \qquad (2.18)$$

Так как электрическая полоса пропорциональна числу пар электродов N_2, а акустическая полоса обратно пропорциональна N_2, то максимальная полоса преобразования достигается при условии равенства акустической и электрической полос, когда число пар электродов равно:

$$N_2 = \sqrt{\frac{0,89\pi}{4K^2\left(1+\eta\right)}} . \qquad (2.19)$$

Сама же полоса преобразования при этом равна:

$$\left(\Delta f / f_0\right)_{\max} = \left(\Delta f / f_0\right)_0 \sqrt{1+\eta}, \qquad (2.20)$$

где $\left(\Delta f / f_0\right)_0$ – собственная относительная полоса ВШП. Как видно из последнего выражения, наличие внешней цепи увеличивает максимально достижимую ширину полосы преобразования. С помощью соотношений (2.11) и (2.20) нетрудно показать, что увеличение полосы преобразования в два раза всегда приводит к увеличению вносимого затухания на 6 дБ, а с учётом наличия двух преобразователей – на 12 дБ.

На практике, например в ПАВ-фильтрах, используются ВШП с большим числом электродов, у которых акустическая полоса ВШП уже, чем электрическая полоса схемы согласования, так что АЧХ фильтра определяется исключительно топологией преобразователя. Для этого обычно достаточно, чтобы электрическая полоса схемы согласования превосходила в 2 раза акустическую полосу ВШП:

$$\frac{4K^2 N_2}{\pi}\left(1+\eta\right) = 2\left(0,89/N_2\right), \tag{2.21}$$

откуда:

$$N_2 = \sqrt{\frac{0,89\pi}{4K^2}\cdot\frac{2}{\left(1+\eta\right)}}\,. \tag{2.22}$$

Соответствующая этому количеству пар электродов полоса преобразования будет равна:

$$\left(\Delta f / f_0\right) = \left(\Delta f / f_0\right)_0 \sqrt{\left(1+\eta\right)/2} \tag{2.23}$$

Как следует из (2.8) и (2.11), минимальные потери рассогласования наступают при $\eta = 1$. В этом случае оптимальное число пар электродов равно:

$$N_2 = \sqrt{0,89\pi/\left(4K^2\right)}\,. \tag{2.24}$$

Формулы (2.4) и (2.11) позволяют найти апертуру ВШП, при которой потери рассогласования являются минимальными. Пусть сопротивление электродов ВШП пренебрежимо мало, тогда условие минимума потерь запишется как:

$$R_a = R\,, \tag{2.25}$$

где $R = R_g + R_L$ – активное сопротивление внешней цепи. Используя (2.4), получаем:

$$\frac{W}{\Lambda} = \frac{2K^2}{\pi^2 v \varepsilon_0\left(1+\varepsilon_p\right)\mathrm{v}}\cdot\frac{1}{R}\,. \tag{2.26}$$

Если сопротивлением электродов пренебречь нельзя, то:

$$\frac{W}{\Lambda}=\frac{RN_2}{8\rho}\left(\sqrt{1+\frac{32K^2\rho}{\pi^2 v\varepsilon_0\left(1+\varepsilon_p\right)N_2R^2}}-1\right). \qquad (2.27)$$

Рассмотренные выше потери, обусловленные двунаправленностью ВШП и его рассогласованием с внешними цепями, связаны с преобразованием акустической энергии в электрическую и обратно. Их называют потерями преобразования. Помимо потерь преобразования, в устройствах на ПАВ присутствуют потери распространения. Они обусловлены поглощением ПАВ в пьезоэлектрике и дифракционной расходимостью акустического пучка. В линии задержки ввиду возможно большого расстояния между преобразователями потери распространения могут быть существенны.

Поглощение ПАВ в пьезоэлектриках связано с их рассеянием на тепловых колебаниях решетки и давлением на поверхность подложки окружающей газовой среды. Установлено, что затухание ПАВ с достаточной для практических расчётов точностью можно описать формулой:

$$B_M=\alpha_M f+\beta_M f^2, \qquad (2.28)$$

где B_M – коэффициент поглощения, имеющий размерность дБ/см; f – частота в гигагерцах. Коэффициент α_M описывает поглощение, связанное с давлением окружающей газовой среды, а коэффициент β_M – с рассеянием на тепловых колебаниях. Как видно из выражения (2.28), поглощение существенно возрастают при повышении рабочей частоты. Современные материалы, используемые в ПАВ устройствах, обеспечивают приемлемую величину B_M вплоть до частот в несколько гигагерц. Значения коэффициентов α_M и β_M, а также другие параметры некоторых часто применяемых подложек представлены в Таблице 1, приведённой в Приложении.

Полные потери, учитывающие преобразование и распространение ПАВ в ЛЗ определятся соотношением:

$$T_{\text{сум}}\left[\text{дБ}\right]=6\ \text{дБ}+T_1\left[\text{дБ}\right]+T_2\left[\text{дБ}\right]+B_M\left(f\right)\left[\text{дБ}\right]\cdot L, \qquad (2.29)$$

где T_1 и T_2 – потери рассогласования входного и выходного ВШП, L – длина линии задержки. Дополнительное слагаемое 6 дБ связано с двунаправленность обоих ВШП. Уровень трёхпролётного сигнала по отношению к прошедшему сигналу будет определяться удвоенным значением $T_{\text{сум}}$.

Помимо указанных выше потерь в длинных ЛЗ могут иметь место дополнительные потери, связанные с дифракционным расширением фронта ПАВ, которое возрастает по мере удаления от ВШП. Количественный учёт дифракционных потерь довольно сложен. Но можно сформулировать простые критерии, позволяющие оценить их влияние.

Поле ПАВ, генерируемое однородным преобразователем, имеет много общего с полем, возникающим при дифракции однородного светового потока на щели. В частности, имеется ближняя зона излучения или зона дифракции Френеля – область, где ширина пучка практически равна апертуре ВШП. В дальней зоне, или зоне Фраунгофера, пучок расходится под углом, зависящим от апертуры преобразователя. Используя оптическую аналогию, дифракционное расширение акустического луча можно оценить по величине параметра:

$$F = \frac{4\Lambda L}{W^2}, \tag{2.30}$$

где Λ – длина акустической волны, L – расстояние от точки наблюдения до преобразователя, W – апертура преобразователя. Значение $F < 1$ соответствует зоне Френеля (ближней зоне). В этой зоне энергия акустической волны практически полностью сосредоточена в границах пространственной полосы, ширина которой определяется апертурой ВШП, и дифракционными потерями можно пренебречь. Значения $F > 1$ соответствуют зоне Фраунгофера (дальней зоне), в которой дифракционная расходимость становится существенной.

Основное отличие дифракции ПАВ от оптической дифракции связано с сильной анизотропией пьезоэлектрических материалов, используемых в качестве подложек в ПАВ-устройствах. Вследствие данной анизотропии фазовая скорость волны существенным образом зависит от направления распространения и в общем случае это направление не совпадает с направлением распространения энергии волны, которое определяется вектором групповой скорости. При этом картина дифракции значительно усложняется. В случае распространения вдоль направления чистой моды подложки фазовая и групповая скорости совпадают. Изменение фазовой скорости ПАВ при изменении направления распространения приводит к уменьшению или увеличению расходимости акустического фронта по сравнению с изотропной средой. Уменьшение расходимости акустического пучка называют эффектом автоколлимации. В большинстве случаев этот эффект является желательным в ПАВ устройствах. Автоколлимация весьма полезна в случае применения протяжённых многоэлектродных преобразователей, а также в случае большого расстояния между пре-

образователями. В протяженных преобразователях автоколлимация позволяет избежать искажения частотной характеристики, а в длинных линиях задержки – дополнительных дифракционных потерь.

В общем случае учёт дифракционной расходимости в случае произвольного направления в анизотропной подложке является сложной задачей, однако во многих практических случаях для оценки можно использовать аналогичный изотропному случаю параметр

$$F = \frac{4\Lambda L}{W^2}\left|1+\gamma\right|, \qquad (2.31)$$

где γ – параметр анизотропии подложки. Значения γ для некоторых направлений в ряде часто используемых подложек представлены в Таблице 1 Приложения. При $\gamma > 0$ дифракционные потери больше, чем в изотропной среде, а при $\gamma < 0$ – меньше. Идеальное значение $\gamma = -1$, при котором граница зоны Френеля стремится к бесконечности, то есть дифракционная расходимость полностью подавлена эффектом автоколлимации. Для того чтобы вся акустическая энергия, излученная входным преобразователем, была принята выходным, преобразователи должны располагаться в ближней зоне относительно друг друга.

Обычно величина задержки ЛЗ на ПАВ не превышает нескольких микросекунд. При больших задержках общие потери могут оказаться неприемлемыми. Для получения больших времён задержки применяют каскадное включение нескольких ЛЗ, размещённых на общей подложке, с промежуточными усилителями, компенсирующими потери каждой из ЛЗ.

Контрольные вопросы

1. Как устроена простейшая линия задержки на ПАВ?
2. Что такое трёхпролётный сигнал?
3. Какие виды потерь присутствуют в линии задержки на ПАВ?
4. Из чего складываются потери на преобразование?
5. Как влияют внешние согласующие цепи на полосу преобразования ВШП?
6. Каково условие отсутствия дифракционных потерь?

Расчётные задания

1. Используя Таблицу 1 Приложения, найти оптимальное число пар электродов N_2, апертуру W, сопротивление излучения R_a, ёмкость C и

сопротивление электродов однородного ВШП, согласованного с активной нагрузкой $R = 50$ Ом для 3 различных подложек: а) ниобат лития Z,Y-ориентация; б) кварц ST,X-ориентация; в) германат висмута [001],[100]-ориентация.

Расчёт провести для двух значений центральной частоты:

$f_0 = 200$ МГц,

$f_0 = 1000$ МГц.

Поверхностное сопротивление электродов $\rho = 0,5$ Ом/□.

2. Используя результаты расчётов, полученные в п. 1, для ЛЗ длиной $L = 5$ мм и $L = 10$ мм рассчитать время задержки, потери распространения и потери преобразования. Для каждого случая найти уровень трёхпролётного сигнала и оценить влияние дифракционной расходимости.

Задача 3. ПАВ-фильтры на основе встречно-штыревых преобразователей

Фильтрами называют линейные системы, преобразующие спектр сигнала. Если на вход фильтра поступает гармонический сигнал $U_{вх}(\omega) = U_0 e^{j\omega t}$, то на выходе будет присутствовать монохроматический сигнал той же частоты, но с другим значением амплитуды и фазы:

$$U_{вых}(\omega) = U_0 A(\omega) \exp\left[j\omega t - j\Phi(\omega) \right]. \qquad (3.1)$$

Комплексный коэффициент передачи фильтра:

$$H(\omega) = \frac{U_{вых}}{U_{вх}} = A(\omega) \exp\left[-j\Phi(\omega) \right] \qquad (3.2)$$

называют передаточной функцией фильтра. Модуль и фазу $H(\omega)$ – положительные вещественные функции $A(\omega)$ и $\Phi(\omega)$ называют соответственно амплитудно-частотной и фазовой характеристиками фильтра. Если в полосе частот сигнала сложного спектрального состава $A(\omega)$ является константой, а $\Phi(\omega)$ линейно зависит от частоты, то данный сигнал передаётся без искажений, испытывая только временную задержку. Фурье-образ передаточной функции фильтра называют импульсным откликом:

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) \exp(j\omega t) d\omega \qquad (3.3)$$

Функцию фильтра с заданными характеристиками может выполнять встречно-штыревой преобразователь. Это утверждение основано на том факте, что передаточная характеристика ВШП представляет собой Фурье-образ функции пространственного распределения зарядов на электродах, а импульсный отклик ВШП повторяет эту функцию. Поскольку с помощью аподизации и изменения расстояния между электродами можно весьма гибко управлять распределением зарядов на электродах, на основе ВШП можно получать большое разнообразие импульсных откликов и соответствующих этим откликам передаточных характеристик.

В практических приложениях достаточно часто встречается следующая задача: из входного широкополосного сигнала выделить некоторую область частот, внутри которой спектральные компоненты сигнала предаются без искажений, а за пределами данной полосы полностью подавляются. Фильтры такого типа называются полосовыми. Как было показа-

но в разделе 1, однородный ВШП по существу представляет собой полосовой фильтр, эффективно работающий в диапазоне частот $f_0 \pm f_0/N$ (f_0 - частота акустического синхронизма, N – число штырей). Фазовая характеристика ВШП является линейной функцией частоты (см. формулу (1.14)). Изменяя число штырей и шаг между ними, можно обеспечить преобразование сигнала в заданной полосе частот. Однако в большинстве случаев однородный ВШП не пригоден в качестве полосового фильтра. Это обусловлено несколькими причинами: АЧХ однородного ВШП имеет большую неравномерность в полосе пропускания; неполное подавление в области непропускания – наличие боковых лепестков значительной амплитуды; низкая крутизна среза АЧХ на границе полосы пропускания. Рассмотрим далее принципы построения полосового ПАВ фильтра, свободного от вышеперечисленных недостатков.

В общем случае произвольных зарядов на электродах эквидистантного преобразователя его передаточная характеристика в модели одиночных дельта-функций определяется выражением:

$$H(f) = \sum_{n=1}^{N} q_n (-1)^{n-1} \exp\left(j \frac{2\pi f}{\mathrm{v}} x_n \right), \tag{3.4}$$

где q_n – абсолютное значение заряда n-го электрода, $x_n = (n-1)d$ – координата центра этого электрода, d – расстояние между центрами соседними электродами, v – скорость ПАВ. Импульсный отклик находится с помощью преобразования Фурье от (3.4):

$$h(t) = \sum_{n=1}^{N} q_n (-1)^{n-1} \delta\left(t - \frac{x_n}{\mathrm{v}} \right) \tag{3.5}$$

Как видно из (3.5), импульсный отклик ВШП представляет собой последовательность N дельта-импульсов, момент появления которых определяется положением электродов, а их амплитуда и полярность – величиной и знаком заряда электрода. Длительность импульсного отклика равна L/v (L – длина преобразователя). Это означает, что ВШП, по существу, представляет собой трансверсальный фильтр, в котором роль линии задержки выполняет пьезоэлектрическая подложка, штыревые электроды выполняют функцию отводов, а общие шины – функцию сумматора (рис. 3.1). Коэффициенты взвешивания отводов a_n могут изменяться путём изменения апертуры электродов. Однако имеется некоторые отличия. Ввиду того что преобразователь имеет встречно-штыревую структуру, полярности соседних отводов противоположны в отличие от трансверсального фильтра, где полярности всех отводов могут быть оди-

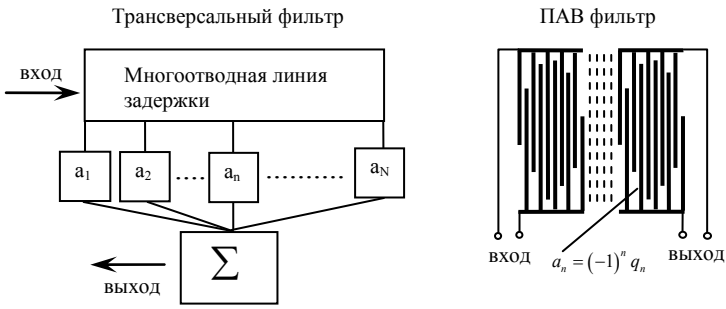

Рис. 3.1. Аналогия между трансверсальным фильтром и ПАВ фильром на основе ВШП

наковыми. Отсюда следует, что на основе ВШП не может быть создано классического фильтра нижних частот, так как отклик ВШП на нулевой частоте отсутствует. Передаточная характеристика ВШП всегда является функцией полосового типа. Поскольку ПАВ фильтр содержит как минимум два преобразователя, то есть является комбинацией двух трансверсальных фильтров, появляется дополнительная гибкость при синтезе заданной передаточной характеристики.

ВШП, как и трансверсальный фильтр, всегда имеет конечную длину, поэтому его импульсный отклик ограничен во времени. Но для реализации полосовых передаточных характеристик требуется импульсные отклики бесконечной протяжённости. Кроме того, импульсный отклик трансверсального фильтра представляет взвешенную дискретную совокупность выборок непрерывного сигнала.

Рассмотрим, например, полосовой фильтр, имеющий прямоугольную АЧХ с полосой пропускания в интервале частот Δf и центром на частоте f_0:

$$A(f) = \begin{cases} A_0, \; f_0 - \Delta f/2 < f < f_0 + \Delta f/2, \\ 0, \quad f < f_0 - \Delta f/2, \; f > f_0 + \Delta f/2. \end{cases} \tag{3.6}$$

Импульсный отклик данного фильтра с точностью до несущественного множителя имеет вид:

$$g(t) = \frac{\sin \pi \Delta f t}{\pi \Delta f t} \cos(2\pi f_0 t) \tag{3.7}$$

Так как обычно $\Delta f << f_0$, второй множитель в правой части (3.7) изменяется значительно медленнее первого, поэтому импульсный отклик пред-

ставляет собой высокочастотное колебание с частотой f_0, модулированное медленно меняющимся множителем и содержит бесконечную последовательность лепестков (рис. 3.2). А значит, всегда конечный импульсный отклик ВШП ни при каком распределении зарядов не будет в точности соответствовать бесконечному импульсному отклику идеального фильтра. Однако, как будет показано далее, путём соответствующего выбора топологии ВШП можно получить АЧХ, максимально соответствующую заданной.

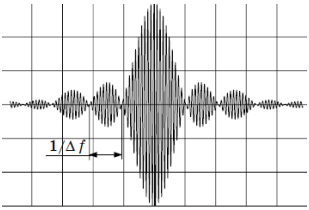

Рис. 3.2. Импульсный отклик идеального полосового фильтра. Ширина основного лепестка $2/\Delta f$, а боковых $-1/\Delta f$

В дальнейшем удобно записать выражение (3.5) в другом виде:

$$h(t) = \sum_{n=-N/2+1}^{N/2} q_n (-1)^{n-1} \delta\left(t - \frac{x_n}{\mathrm{v}}\right) \tag{3.8}$$

Оно отличается от выражения (3.5) только смещением центра преобразователя из точки $x = Nd/2$ в точку $x = 0$. Пусть $\tilde{q}(t)$ – гладкая медленная функция, принимающая в моменты времени $t_n = x_n/\mathrm{v}$ значения, равные q_n. Нетрудно видеть, что $h(t)$ можно рассматривать как результат дискретизации некоторой непрерывной функции

$$\tilde{h}(t) = \tilde{q}(t)\cos(2\pi f_0 t) \tag{3.9}$$

с последующим ограничением числа дискретных отсчётов. Сигнал $\tilde{h}(t)$ представляет собой амплитудно-модулированное синусоидальное колебание с максимумами и минимумами в моменты времени $t_n = x_n/\mathrm{v}$. Значение $\tilde{h}(t)$ в этих точках равны абсолютному заряду соответствующего электрода q_n. Предположим, что функция $\tilde{q}(t)$ достаточно медленная, так что спектр $\tilde{h}(t)$ ограничен частотами $f < 2f_0$. Так как период отсчётов $h(t)$ равен $t_n - t_{n-1} = 1/(2f_0)$, то в соответствии с теорией дискретизации при бесконечном числе отсчётов сигнала $h(t)$ на частотах $f < 2f_0$

его спектр будет совпадать со спектром непрерывного сигнала $\tilde{h}(t)$. Необходимо отметить, что спектр дискретного сигнала содержит также зеркальные характеристики, совпадающие с основной на нечётных гармониках f_0. Предполагается, что отклик преобразователя на этих гармониках подавлен.

Из приведённых выше рассуждений вытекает простой рецепт построения преобразователя, АЧХ которого соответствует заданной. Для этого необходимо найти импульсный отклик преобразователя, разместить электроды, подключенные к положительной общей шине в точках максимума импульсного отклика, а к отрицательной общей шине – в точках минимума. Затем обеспечить распределение зарядов на электродах в соответствии с огибающей импульсного отклика.

Наиболее удобным и самым распространённым приёмом управления распределением зарядов на электродах является аподизация – изменение ширины электродов, либо их апертуры. При этом можно считать, что величина заряда на каждом электроде будет пропорциональна его ширине в случае аподизации ширины, либо степени его перекрытия с соседними электродами, имеющими противоположную полярность, в случае аподизации апертуры (рис. 3.3).

Недостатком преобразователя с аподизацией ширины электродов (рис. 3.3, *а*) являются весьма жёсткие требования к точности их нанесения. Это обстоятельство является особенно существенным на высоких частотах, когда ширина электродов составляет единицы микрон и менее.

Другая возможность – аподизация апертуры (рис. 3.3, *б*). Это метод имеет два серьёзных недостатка. Во-первых, на участках с малым перекрытием штырей наблюдается дифракция акустической волны. Во-вторых, скорость распространения поверхностной волны на металлизированной поверхности несколько ниже, чем на свободной. Вследствие этого в преобразователе с переменной величиной перекрытия штырей степень металлизации неоднородна по апертуре, поэтому распространение ПАВ под преобразователем будет сопровождаться нарушением прямолинейности волнового фронта. Данные недостатки проявляются в виде значительного искажения импульсного отклика преобразователя. С целью их преодоления в преобразователь вводят дополнительные пассивные электроды, которые не принимают участия в генерации сигнала (рис. 3.3, *в*). При этом дифракция и искажение фронта волны существенно уменьшается, хотя полного устранения этих явлений не происходит, так как активные и пассивные электроды по-разному влияют на распространение ПАВ. В настоящее время этот метод является самым распространенным методом аподизации.

Для точного воспроизведения требуемого импульсного отклика необходимы протяженные преобразователи с большим числом штырей. Расстояние между штырями ВШП равно половине длины ПАВ. Хотя коэффициент отражения ПАВ от одиночного штыря достаточно мал, отражаемые от штырей элементарные волны будут складываться, и коэффициент отражения от протяжённого ВШП может быть довольно значительным. Для уменьшения отражения применяют преобразователи с расщепленными штырями (рис. 3.3, *г*). Так как в этом случае расстояние между штырями составляет четверть длины волны, отражённые от штырей ПАВ будут складываться в противофазе. При этом, однако, также ужесточаются требования к точности нанесения штырей.

Точное воспроизведение заданной АЧХ, как выше говорилось, требует бесконечно большого числа отсчётов импульсного отклика и, следовательно, бесконечно большого числа электродов. На практике число электродов ограничено. В результате АЧХ преобразователя искажается. Это проявляется в виде значительных пульсаций в полосе пропускания и наличии боковых лепестков в полосе заграждения. Данное поведение АЧХ преобразователя с конечным числом электродов получило название явления Гиббса. Математически оно обусловлено плохой аппроксимацией функции рядом Фурье с конечным числом членов, если эта функция имеет точки с большой производной. В полосовых фильтрах такими точками являются границы полосы пропускания.

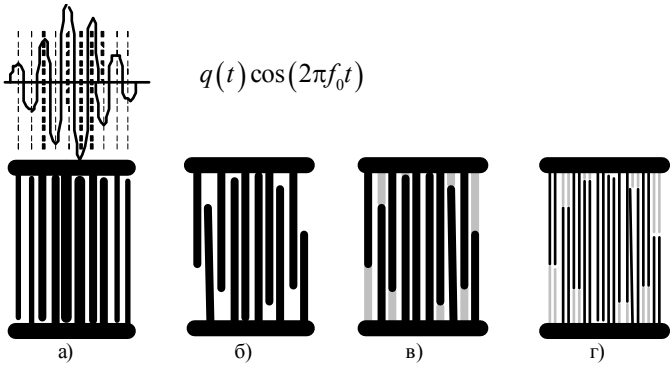

Рис. 3.3. Импульсный отклик и его реализация в аподизованных ВШП: а) – ВШП с переменной шириной электродов; б) – ВШП с переменной апертурой; в) ВШП с переменной апертурой и ложными электродами; г) – ВШП с переменной апертурой и расщеплёнными штырями

Для борьбы с явлением Гиббса применяют так называемые оконные функции. Оконная функция представляет собой последовательность коэффициентов, на которые при аподизации домножаются дискретные отсчёты импульсного отклика ВШП. Поскольку умножение во временной области соответствует свёртке в частотной области, частотная характеристика получаемого фильтра является сверткой исходной частотной характеристики и частотной характеристики оконной функции. Следовательно, «хорошая» функция окна должна иметь частотную характеристику с узким центральным лепестком и малой амплитудой боковых лепестков, так как ширина центрального лепестка определяет крутизну среза АЧХ на границах полосы пропускания, а уровень боковых лепестков – пульсации АЧХ вблизи этих границ. К сожалению, данное требование является противоречивым. Но для практических приложений найден ряд оконных функций, позволяющих получать неплохие результаты.

Очевидно, что простое ограничение числа членов разложения Фурье эквивалентно использованию прямоугольной функции окна. Спектр прямоугольной функции имеет узкий центральный лепесток, но значительные боковые лепестки, что, как указывалось, приводит к неудовлетворительным результатам. Не останавливаясь на принципах построения оконных функций, отметим, что во многих случаях удовлетворительные результаты дает «окно Хэмминга», определяемое соотношением

$$w_n = 0.52 + 0.48\cos\frac{\pi n}{N}, \quad -\frac{N}{2}+1 \le n \le \frac{N}{2}. \qquad (3.10)$$

Применение «окна Хэмминга» позволяет снизить пульсации АЧХ в полосе пропускании и значительно уменьшить уровень боковых лепестков в полосе заграждения. Однако крутизна среза АЧХ на границах полосы пропускания несколько хуже, чем в случае прямоугольного окна.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение передаточной функции и импульсного отклика фильтра.
2. При каких условиях импульсный отклик ВШП порождает полосовую АЧХ?
3. Какие способы аподизации могут быть использованы для синтеза полосового фильтра? Сформулируйте их достоинства и недостатки.
4. Что такое оконная функция и для чего она применяется?

Расчётные задания

1. Для центральной частоты и полосы пропускания, задаваемых преподавателем, синтезируйте импульсный отклик полосового фильтра.

2. Ограничившись 3 лепестками импульсного отклика, рассчитайте и постройте функцию аподизации ВШП, определите число электродов и шаг между ними. Рассчитайте и постройте АЧХ аподизованного преобразователя, размещённого на подложке из ниобата лития *Y,Z*-ориентации.

3. Рассчитайте и постройте АЧХ аподизованного преобразователя с помощью оконной функции Хэмминга.

Задача 4. Взаимодействие акустических волн с потоком заряженных частиц. Плёночный усилитель

Известно, что электромагнитная волна, распространяющаяся в направлении потока заряженных частиц, может достаточно сильно с ними взаимодействовать. Для этого необходимо, во-первых, чтобы скорости движения частиц и волны были близки (условие синхронизма), во-вторых, волна должна содержать в своём составе компоненту электрического поля вдоль направления распространения. При определённых условиях такое взаимодействие приводит к усилению волны за счёт кинетической энергии частиц. Это явление получило успешное применение в приборах вакуумной электроники – лампе бегущей волны (ЛБВ) и лампе обратной волны (ЛОВ). Так как скорость движения свободной электромагнитной волны равна скорости света, а в своём составе она содержит только поперечное электрическое поле, в ЛБВ и ЛОВ для её замедления и придания ей необходимого компонентного состава используются специальные замедляющие структуры.

Распространение упругих волн в пьезоактивных средах как объёмных (ОАВ), так и поверхностных (ПАВ) сопровождается переменным электрическим полем. Эти волны содержат в своём составе продольную компоненту пьезоэлектрического поля, а скорость их распространения близка к скорости дрейфового движения свободных носителей заряда в полупроводниковых материалах под действием постоянного электрического поля. Например, при подвижности носителей заряда $\mu = 10^4\ \text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и напряжённости тянущего поля $E = 30\ \text{В/см}$ их дрейфовая скорость составляет $3000\ \text{м/с}$, что примерно соответствует скорости звука в типичных пьезоэлектриках. Это служит основанием для создания твердотельных аналогов ЛБВ и ЛОВ и исследования их свойств.

Возможны различные варианты взаимодействия акустических волн со свободными носителями заряда (рис. 4.1).

Взаимодействие с объёмными волнами (рис. 4.1, *а*) можно получить в полупроводниковых материалах, обладающих пьезоэлектрическими свойствами. К числу таких материалов относятся некоторые бинарные соединения $A^{III}B^{V}$ и $A^{II}B^{VI}$, например, арсенид галлия (GaAs) и сульфид кадмия (CdS). Для достижения эффективного взаимодействия ОАВ со свободными носителями заряда и управления параметрами усилителя необходима возможность независимого выбора пьезоэлектрических и

электрофизических параметров кристалла. Это существенно ограничивает применение объёмных волн.

В структурах, в которых пьезоэлектрическая плёнка размещена на полупроводниковой подложке (рис. 4.1, *б*), либо полупроводниковая плёнка – на пьезоэлектрической подложке (рис. 4.1, *в*), используются поверхностные акустические волны, электрическое поле которых проникает в объем полупроводника. В этом случае параметры пьезоэлектрика и полупроводника могут подбираться независимо.

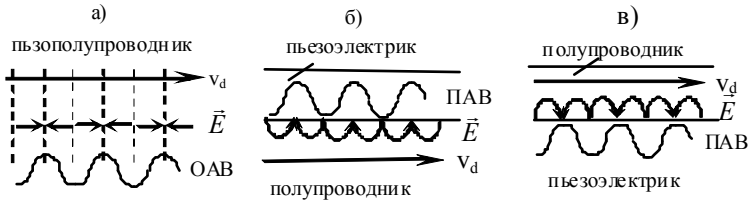

Рис. 4.1. Варианты акустоэлектронного взаимодействия свободных носителей заряда с пьезоэлектрическим полем акустической волны: а) – взаимодействие ОАВ со свободными носителями в пьезополупроводнике; б) – взаимодействие ПАВ и свободных носителей в структуре пьезоэлектрическая плёнка на полупроводниковой подложке; в) – взаимодействие ПАВ и свободных носителей в структуре полупроводниковая плёнка на пьезоэлектрической подложке

Наиболее перспективна структура с полупроводниковой плёнкой на пьезоэлектрической подложке. К этому имеются следующие основания. Во-первых, нет смысла использовать толстый полупроводниковый кристалл, так как глубина проникновения электрического поля ПАВ в полупроводник равна длине экранирования Дебая. Поэтому в акустоэлектронном взаимодействии участвует только тонкий приповерхностный слой полупроводника. Остальная часть кристалла будет только поглощать мощность внешнего источника, создающего тянущее поле. Во-вторых, данная структура хорошо согласуется с конструкциями других устройств на ПАВ и может быть частью большой интегральной акустоэлектронной схемы, размещённой на общей пьезоэлектрической подложке. И, в-третьих, акустическая волна в тонкой пьезоэлектрической плёнке подвержена дисперсии, что может вызвать нежелательную дополнительную зависимость коэффициента усиления от частоты.

Рассмотрим взаимодействие акустических волн со свободными носителями заряда на примере объёмных продольных волн. Для этого случая имеется простое аналитическое решение, позволяющее установить ос-

новные особенности взаимодействия акустических волн с дрейфующими свободными носителями заряда.

Для невырожденного полупроводника n-типа расчёт приводит к следующему выражению для постоянной распространения акустической волны κ:

$$\kappa = \frac{\omega}{v} - j\alpha, \qquad \alpha = \frac{\omega}{v}\frac{K^2}{2}\frac{\dfrac{\omega_c}{\gamma\omega}}{1+\dfrac{\omega_c^2}{\gamma^2\omega^2}\left(1+\dfrac{\omega^2}{\omega_c\omega_d}\right)^2} \tag{4.1}$$

В формулах (4.1) использованы следующие обозначения:

$\omega_c = qn\mu/(\varepsilon\varepsilon_0)$ – частота проводимости, q – заряд электрона, μ – подвижность электронов, n – их концентрация, ε_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

$\omega_d = v^2/D$ – диффузионная частота электронов, v – фазовая скорость волны, D – коэффициент диффузии электронов;

$\gamma = 1 - \mu E_0/v = (v - v_d)/v$ – фактор дрейфа, v_d – скорость дрейфа электронов, E_0 – напряжённость постоянного электрического поля, создающего дрейф носителей;

K – коэффициент электромеханической связи.

Зависимость коэффициента затухания от параметра дрейфа, рассчитанная по формуле (4.1), представлена на рис. 4.2.

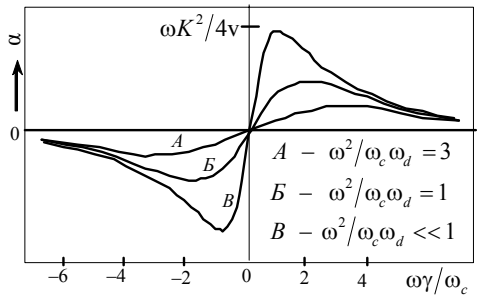

Рис. 4.2. Зависимость коэффициента затухания от параметра дрейфа

Смысл параметра $\omega^2/\omega_c\omega_d$ определим несколько позже, а сейчас предположим, что $\omega^2/\omega_c\omega_d << 1$ и объясним общий ход зависимости. Для этого удобно перейти в систему отсчёта, движущуюся со скоростью дрейфа электронов. В данной системе отсчёта $\omega\gamma$ есть эффективная частота волны (с учётом эффекта Доплера), а $\gamma\omega/\omega_c$ – отношение эффективной частоты к частоте проводимости.

Частота проводимости является величиной, обратной времени максвелловской релаксации $\omega_c = 1/\tau_m$. Как известно из электродинамики, τ_m – время, необходимое для свободных зарядов в проводящей среде, чтобы перегруппироваться в соответствии с распределением электрического поля. Таким образом, если частота изменения гармонического электрического поля меньше частоты проводимости $\omega < \omega_c$, то свободные заряды успевают перегруппироваться. В обратном случае $\omega > \omega_c$ группировка ослабляется, и в предельном случае $\omega >> \omega_c$ полностью исчезает.

Когда скорость электронов близка к фазовой скорости волны ($|\gamma| << 1$), эффективная частота упругой волны в движущейся системе отсчёта мала. Если эта частота меньше частоты проводимости, электроны скапливаются в потенциальных ямах, образованных периодическим про-

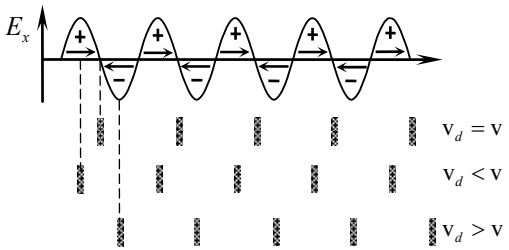

Рис. 4.3. Положение электронных сгустков в зависимости от соотношения скоростей дрейфа электронов и фазовой скорости упругой волны. Знаками «+» и «–» обозначены соответственно ускоряющие и замедляющие полупериоды волны, стрелками – направление силы, действующей на электроны со стороны волны

странственным распределением продольного электрического поля, образуя сгустки (рис. 4.3). Причём в случае $\gamma = 0$ электронные сгустки располагаются в точках с нулевым значением поля и волна не испытывает

влияние электронов ($\alpha = 0$). Если $\gamma > 0$, то есть $v_d < v$, то волна опережает электроны, а сгустки смещаются в область ускоряющего электрического поля. Электроны, испытывая ускоряющее действие, увлекаются волной, их кинетическая энергия возрастает, а волна, теряя энергию, постепенно затухает. Коэффициент затухания $\alpha > 0$. В противоположном случае $\gamma < 0$ ($v_d < v$) электронные сгустки, находясь в тормозящем поле, теряют свою кинетическую энергию, которая передаётся волне, что приводит к её усилению. Коэффициент затухания $\alpha < 0$.

Когда эффективная частота в движущейся системе отсчёта становится значительно больше частоты проводимости $|\gamma\omega/\omega_c| >> 1$, электроны находятся в быстропеременном поле и не скапливаются в сгустки. Взаимодействие электронов с волной ослабляется, и коэффициент затухания стремится к нулю.

На величину постоянной затухания α влияет также параметр $\omega^2/\omega_c\omega_d$. Смысл этого параметра можно раскрыть, используя известное соотношение Эйнштейна:

$$D = \frac{\mu kT}{q} . \tag{4.2}$$

Здесь k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. С помощью несложных преобразований можно получить следующее выражение:

$$\frac{\omega^2}{\omega_c\omega_d} = \left(2\pi\frac{L_D}{\Lambda}\right)^2 , \tag{4.3}$$

где $\Lambda = \omega/(2\pi v)$ – длина упругой волны, L_D – длина экранирования Дебая:

$$L_D = \sqrt{\varepsilon kT/q^2 n} \tag{4.4}$$

Она определяет минимальный размер электронного сгустка, ограниченный тепловой диффузией электронов. Если длина волны Λ велика по сравнению с L_D , то есть $\omega^2/\omega_c\omega_d << 1$, то при усилении все электроны скапливаются в области максимального тормозящего поля, испытывая максимальное тормозящее воздействие (рис. 4.4). По мере увеличения частоты размеры электронного сгустка постепенно сравниваются с протяжённостью области тормозящего поля, эффективность взаимодействия уменьшается, и усиление падает. Наконец, при $L_D >> \Lambda$ диффузия прак-

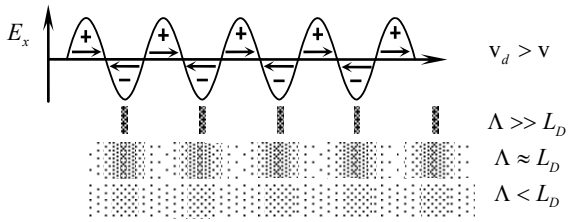

Рис. 4.4. Зависимость размеров электронных сгустков от соотношения длины акустической волны и длины экранирования Дебая

тически полностью размывает электронные сгустки, и усиление практически отсутствует.

Уменьшение коэффициента усиления при возрастании частоты, связанное с диффузионным размыванием сгустков, получило название диффузионного ограничения.

Заметим, что в устройствах вакуумной электроники – ЛБВ и ЛОВ частотная зависимость коэффициента усиления обусловлена исключительно дисперсионными свойствами структуры, замедляющей электромагнитные волны. Тогда как акустические волны не имеют дисперсии, а зависимость коэффициента усиления от частоты при акустоэлектронном взаимодействии определяется параметрами электронной плазмы.

Как уже говорилось, наиболее перспективным следует считать схему взаимодействия, при которой полупроводниковая плёнка размещается на пьезоэлектрической подложке. Усилитель, в котором используется данный тип взаимодействия, называют плёночным. Его конструкция представлена на рис. 4.5.

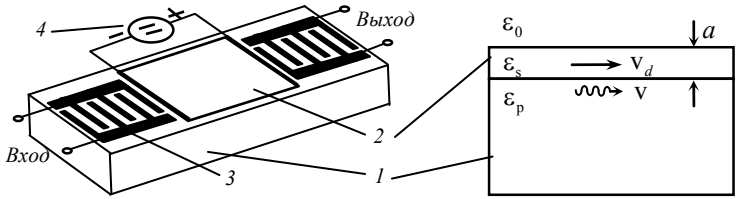

Рис. 4.5. Пленочный усилитель:
1 – пьезоэлектрическая подложка, *2* – полупроводниковая пленка,
3 – ВШП, *4* – источник постоянного смещения

Усилитель состоит из пьезоэлектрической подложки с нанесенными на нее входным и выходным встречно-штыревыми преобразователями и

полупроводниковой пленкой, на которую подается постоянное смещение от внешнего источника. Дополнительно усилитель может быть снабжен системой охлаждения (на рисунке не показана).

Процесс взаимодействия электрического поле ПАВ и свободных носителей заряда происходит в полупроводниковой плёнке, толщина которой a выбирается из условия $a < L_D$, так что весь объём плёнки участвует в процессе усиления. Удельный коэффициент усиления плёночного усилителя в случае невырожденного полупроводника с одним типом носителей – электронами равен:

$$G = -8,68\frac{K^2}{2}\frac{\omega}{\mathrm{v}}\frac{\gamma\varepsilon_r a\,\omega_c/\mathrm{v}}{\left(\omega/\omega_D + \varepsilon_r a\omega_c/\mathrm{v}\right)^2 + \gamma^2}\ \left[\partial Б/м\right], \qquad (4.5)$$

где $\varepsilon_r = \varepsilon_s/\left(1+\varepsilon_p\right)$, ε_s – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводниковой плёнки, ε_p – относительная диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрической подложки. Как и при взаимодействии с объёмной волной для усиления необходимо, чтобы скорость электронов превосходила скорость ПАВ ($\gamma < 0$). Максимальное усиление наступает при факторе дрейфа:

$$\gamma_{\max} = -\left(\omega/\omega_d + a\varepsilon_r\omega_c/\mathrm{v}\right). \qquad (4.6)$$

Коэффициент усиления при заданных величинах ω и γ по мере роста толщины плёнки сначала увеличивается, достигая максимального значения, когда выполняется условие:

$$a_{\max} = \sqrt{\gamma^2 + \left(\omega/\omega_D\right)^2}\Big/\left(\varepsilon_r\omega_c/\mathrm{v}\right), \qquad (4.7)$$

а затем уменьшается. Такое поведение коэффициента усиления связано с тем, что с ростом толщины (вплоть до L_D) увеличивается область взаимодействия, но одновременно падает электрическое сопротивление плёнки. При малых a сопротивление плёнки велико и с увеличением толщины коэффициент усиления растёт. Когда толщина становится больше $a_{\max}$, из-за малого электрического сопротивления плёнка начинает шунтировать пьезоэлектрическое поле ПАВ, акустоэлектронное взаимодействие ослабляется и коэффициент усиления снижается.

На величину усиления влияет диффузия носителей заряда в плёнке. Как видно из (4.5), коэффициент усиления при оптимальном факторе дрейфа (4.6) линейно растёт с увеличением частоты пока $\omega/\omega_c\omega_d << a\varepsilon_r/\mathrm{v}$. С дальнейшим ростом частоты он достигает максиму-

ма, когда $\omega/\omega_c\omega_d = a\varepsilon_r/\mathrm{v}$, и затем уменьшается вследствие диффузионного ограничения.

При расчёте усилителя необходимо учитывать величину тепловой мощности, рассеиваемой плёнкой. В расчёте на единицу площади это мощность равна:

$$P^T = qn\mu aE_0^2 . \qquad (4.8)$$

Предельная величина рассеиваемой пленкой тепловой мощности, ограниченная её тепловым разрушением, составляет $\approx 0{,}1$ Вт/см^2. Применяя принудительное охлаждение, можно довести это величину до $0{,}3 \div 0{,}4$ Вт/см^2.

Так как усиление возможно только когда скорость электронов $\mathrm{v}_d = \mu E$ превосходит скорость ПАВ, то минимальная (пороговая) мощность, рассеиваемая плёнкой, при которой начинается усиления, определится из условия $\gamma = 0$ и будет равна:

$$P^T_{\min} = \frac{qna\mathrm{v}^2}{\mu} . \qquad (4.9)$$

При прочих равных условиях для того чтобы снизить пороговую мощность и уменьшить нагрев усилителя, следует выбирать материалы с большой подвижностью свободных носителей заряда. Для плёнки антимонида индия InSb толщиной 0,1 мкм при комнатной температуре $P^T_{\min} \cong 10$ мВт / см^2. В тоже время можно взять материал с небольшой подвижностью, но с существенно меньшей концентрацией носителей и получить меньшее значение пороговой мощности. Однако при малой подвижности для выполнения условия $\mathrm{v}_d = \mu E > \mathrm{v}$ требуется более высокое напряжение питания.

Динамический диапазон плёночного усилителя ограничивается сверху наступлением концентрационной нелинейности. Она наступает при плотности энергии ПАВ в несколько ватт на сантиметр в квадрате. Снизу динамический диапазон ограничивается собственными шумами усилителя уровнем $\approx 0{,}1$ мВт/см^2.

Практическая реализация плёночного усилителя осложняется большими технологическим трудностями получения плёнки, связанными как с подбором пар материалов с близкими значениями периодов кристаллических решёток и температурных коэффициентов расширения, так и со сложностью самого процесса выращивания на пьезоэлектрической под-

ложке полупроводниковой плёнки с заданными электрофизическими параметрами.

Указанные технологические трудности можно преодолеть в плёночном усилителе с воздушным зазором, у которого в отличие от рассмотренной выше конструкции плёнка наносится на диэлектрическую подложку и приподнята над подложкой, так что между ними образуется небольшой воздушный зазор (рис. 4.6).

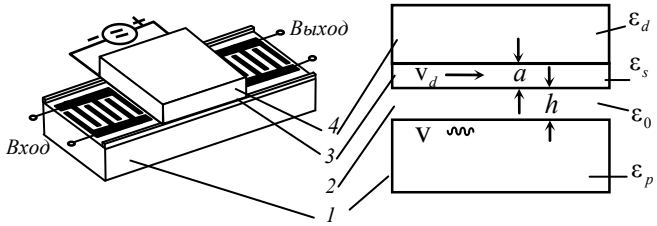

Рис. 4.6. Конструктивная схема усилителя с воздушным зазором между полупроводниковой пленкой и пьезоэлектрической подложкой: *1* – пьезоэлектрическая подложка, *2* – воздушный зазор, *3* – полупроводниковая пленка, *4* – диэлектрик

Коэффициент усиления данного усилителя определяется следующим выражением:

$$G = -8,68\frac{K^2\omega}{2v}\frac{\gamma\varepsilon_r a\omega_c/v}{\left[\omega/\omega_D + \left(1+\omega h\varepsilon_p/v\right)\varepsilon_r a\omega_c/v\right]^2+\gamma^2}\left[\frac{\text{дБ}}{\text{м}}\right], \quad (4.10)$$

Предполагается, что толщина пленки и воздушного зазора удовлетворяет следующим условиям: $a < L_D$ и $h\omega/v << 1$, где h – величина зазора. При заданной частоте и факторе дрейфа оптимальная толщина пленки равна:

$$a_{\max} = \frac{\sqrt{\gamma^2 + \left(\omega/\omega_D\right)^2}}{\left(\varepsilon_r\,\omega_c/v\right)\left(1+\omega h\varepsilon_p/v\right)} \quad (4.11)$$

Поскольку напряженность электрического поля волны на поверхности полупроводника за счет зазора меньше, чем на поверхности пьезоэлектрической подложки, оптимальное значение толщины несколько меньше, чем в усилителе без зазора.

Ограничение роста усиления с увеличением частоты в этом усилителе связано главным образом с наличием зазора, а не с процессом диффузии. Коэффициент усиления достигает своего максимального значения уже на частоте

$$\omega = \left(v/h\right)\left(1/\varepsilon_p\right), \qquad (4.12)$$

которая обычно значительно меньше соответствующего значения для усилителя без зазора. Таким образом, наличие зазора заметно сужает полосу усиливаемых частот. Оценки показывают, что коэффициент усиления усилителя с зазором на частоте 100 МГц при зазоре $h = 0{,}1$ мкм и оптимальных параметрах пленки не превышает 60 дБ/см, тогда как для усилителя без зазора он может достигать 100 дБ/см и более.

Контрольные вопросы

1. Каковы условия эффективного взаимодействия электромагнитной волны и потока заряженных частиц?
2. Перечислите возможные схемы акустоэлектронного взаимодействия свободных носителей заряда полупроводника и упругой волны.
3. При каких условиях наблюдается усиление в акустоэлектронном усилителе? В чём заключается диффузионное ограничение и каковы его причины?
4. Приведите варианты конструкции плёночных усилителей. Сформулируйте достоинства и недостатки каждой конструкции.
5. Чем ограничивается динамический диапазон плёночного усилителя?

Расчётные задания

Рассчитайте и постройте частотную зависимость коэффициента усиления плёночного усилителя. Подберите оптимальное напряжение питания и концентрацию носителей, обеспечивающие максимально возможное усиление. Определите полосу усиления. Найдите пороговое значение мощности, рассеиваемое плёнкой.

Выполнить задание для двух типов плёночных усилителей – без зазора и с зазором 0,5 мкм, и двух полупроводниковых материалов – кремния (p-Si) и антимонита индия n-InSb при комнатной температуре. Сравните полученные результаты.

Данные для расчёта:

– длина усилителя 5 мм, толщина полупроводниковой плёнки a =0,05; 0,1; 0,2 мкм;

– максимальная рассеиваемая мощность 0,1 Вт/см^2.

– диэлектрическая проницаемость подложки $\varepsilon_p = 52$;

– коэффициент электромеханической связи $K = 0,22$;

Электрофизические параметры полупроводниковой плёнки:

p-Si: $\varepsilon_s = 11,7$; $\mu = 130$ см^2 / $(\text{В} \cdot \text{с})$

n-InSb: $\varepsilon_s = 16$; $\mu = 68000$ см^2 / $(\text{В} \cdot \text{с})$

Приложение

Таблица 1

Параметры некоторых пьезоэлектрических подложек, применяемых в устройствах на ПАВ

Материал подложки	Плоскость среза, направление распространения	Скорость ПАВ, м/с	Коэфф. поглощения ПАВ		Коэфф. э/м связи K	Отн. диэл. прониц., ε_p	Парам. анизотр., γ
			α_m	β_m			
Кварц SiO_2	Y,X ST,X	3159 3158	6,80 8,30	1,42 1,49	0,042 0,035	4,52 4,55	0,653 0,378
Танталат лития $LiTaO_3$	Z,Y	3329	2,31	0,96	0,11	47,9	1,24
Германат висмута $Bi_{12}GeO_{20}$	[001],[100] [111] ,[100]	1681 1708	8,63 8,49	1,13 1,11	0,12 0,13	43,6	-0,3 0,35
Ниобат лития $LiNbO_3$	Z,Y 41,5°,X	3488 4000	2,52 1,88	0,54 0,75	0,22 0,24	50,2	-1,08 -0,45

Литература

Каринский С.С. Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах. М.: Советское радио, 1975. 176 с.

Фильтры на поверхностных акустических волнах (расчёт, технология и применение): Пер. с англ. / Под ред. Г. Мэтьюза. М.: Радио и связь, 1981. 472 с.

Морган Д. Устройства обработки сигналов на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1990. 416 с.

Балышева О.Л. Материалы для акустоэлектронных устройств: Учеб. пособие. СПб.: ГУАП, 2005. 50 с.

Дмитриев В.Ф. Устройства интегральной электроники: Акустоэлектроника. Основы теории, расчёта и проектирования: Учеб. пособие. СПб.: ГУАП, 2006. 169 с.

Войцеховский А.В., Скрыльников А.А. Функциональная акустоэлектроника: Учеб. пособие. Томск: ТМЛ-Пресс, 2007. 286 с.

Отпечатано на участке оперативной полиграфии
редакционно-издательского отдела ТГУ

Заказ № от «15» августа 2011 г. Тираж 50 экз.