

УДК 534-16

К ТЕОРИИ ГАЗОВЫХ ПАВ-ДЕТЕКТОРОВ

© Л. И. Казаков, Ю. Н. Николаев¹*Статья поступила 11 ноября 2014 г.*

Получено точное дисперсионное уравнение для распространения поверхностных акустических волн (ПАВ) на границе изотропного упругого полупространства, сцепленного с изотропным упругим слоем, свободным с другой стороны. С его помощью в предположении, что поперечная (сдвиговая вязкая) волна полностью затухает на толщине слоя, найдены приближенные выражения для малых изменений волнового числа ПАВ, вызванных реакцией нагрузки в виде: а) тонкого слоя упруговязкого «водоподобного» вещества; б) тонкого слоя вязкой жидкости; в) безграничного вязкого газа. В первых двух случаях слой представляет собой массовую нагрузку, влияющую на изменение фазовой скорости ПАВ. Газовая нагрузка в варианте (в) в первом приближении на фазовую скорость не влияет, а вызывает лишь затухание ПАВ, обусловленное излучением звуковой волны сжатия в безграничный газ. Для потерь в газе найдено выражение, уточняющее основную формулу известной приближенной теории Арцта и др. Окончательно получено приближенное выражение для волнового числа ПАВ на изотропной подложке, покрытой тонким слоем изотропного материала, за которым находится безграничный газ. Малое увеличение массы слоя из-за поглощения в нем молекул изучаемой газовой примеси приводит к пропорциональному ее концентрации уменьшению фазовой скорости ПАВ и частоты автогенератора ПАВ-детектора, играющего таким образом роль «микровесов».

Ключевые слова: поверхностные акустические волны; изотропная подложка; уравнение Релея; фазовая скорость ПАВ; затухание ПАВ, формула Арцта; гравитометрический ПАВ-детектор.

Газовые ПАВ-детекторы находят применение в газовой хроматографии и газоанализаторах. Их работа обусловлена малым изменением скорости распространения ПАВ при изменении состава или параметров газовой смеси, граничащей с поверхностью подложки (звукопровод ПАВ), или с нанесенным на подложку слоем селективного к газу вещества.

В акустоэлектронных приборах на ПАВ, в том числе и в газовых ПАВ-детекторах, чаще всего используют пьезоэлектрические анизотропные подложки, снабженные встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) для генерации и приема ПАВ [1 – 4]. Пьезосвойства и анизотропия подложки весьма существенны для конструирования приборов на ПАВ, но «с точки зрения распространения волн они являются в известном смысле эффектами второго порядка» [1], а их учет значительно усложняет вычисления. «Однако главные особенности поверхностных волн могут быть проиллюстрированы на примере изотропных подложек» [1], которые к тому же легче рассчитывать. Поэтому ограничимся только изотропными подложками и селективными покрытиями.

Рассмотрим плоскую гармоническую поверхностную волну круговой частоты ω с вертикальной поляризацией, распространяющуюся вдоль границы изотропного однородного упругого полупространства, жестко сцепленного с плоским слоем толщиной h другого изотропного упругого материала, свободным с другой стороны (при $z = -h$, рис. 1).

В постановке задачи и основных обозначениях будем следовать работе [2]. Величины, характеризующие слой, так же отметим штрихами: λ' , μ' — коэффициенты Ламе, ρ' — плотность и т.д. Распространение волн вдоль оси x определяет множитель $e^{i(kx - \omega t)}$, где t — время, $k = \omega/c$ — волновое число; c — фазовая скорость ПАВ.

Для нахождения k получено дисперсионное уравнение [2, 5, 6]:

$$\begin{vmatrix} q & -ik & -q' & q' & ik & ik \\ ik & s & -ik & -ik & -s' & s' \\ -2ikq \frac{\mu}{\mu'} & -(k^2 + s^2) \frac{\mu}{\mu'} & 2ikq' & -2ikq' & k^2 + s'^2 & k^2 + s'^2 \\ (k^2 + s^2) \frac{\mu}{\mu'} & -2iks \frac{\mu}{\mu'} & -(k^2 + s'^2) & -(k^2 + s'^2) & 2iks' & -2iks' \\ 0 & 0 & 2ikq' e^{q'h} & -2ikq' e^{-q'h} & (k^2 + s'^2) e^{s'h} & (k^2 + s'^2) e^{-s'h} \\ 0 & 0 & -(k^2 + s'^2) e^{q'h} & -(k^2 + s'^2) e^{-q'h} & 2iks' e^{s'h} & -2iks' e^{-s'h} \end{vmatrix} = 0. \quad (1)$$

Здесь относятся к полупространству (подложке):

$$q^2 = k^2 - k_e^2, \quad s^2 = k^2 - k_t^2;$$

$$k_e = \frac{\omega}{c_e} = \omega \sqrt{\frac{\rho}{\lambda + 2\mu}},$$

$$k_t = \frac{\omega}{c_t} = \omega \sqrt{\frac{\rho}{\lambda}},$$

где k_e, k_t — волновые числа; c_e, c_t — фазовые скорости соответственно продольных и поперечных (сдвиг-

вых) волн; λ, μ — коэффициенты Ламе (μ — модуль сдвига); ρ — плотность.

Относятся к слою:

$$q'^2 = k^2 - k_e'^2, \quad s'^2 = k^2 - k_t'^2; \quad (2)$$

$$k_e' = \frac{\omega}{c_e'} = \omega \sqrt{\frac{\rho'}{\lambda' + 2\mu'}}, \quad k_t' = \frac{\omega}{c_t'} = \omega \sqrt{\frac{\rho'}{\lambda'}}. \quad (3)$$

Раскрыв определитель шестого порядка (1), получим дисперсионное уравнение для рассматриваемого случая (рис. 1):

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{\mu}{\mu'} - 1 \right)^2 4k^2 qs - \left((k^2 + s^2) \frac{\mu}{\mu'} - 2k^2 \right)^2 \right] \{ k^2 [(k^2 + s'^2)^2 + 4q'^2 s'^2] thq' hths' h - q' s' [(k^2 + s'^2)^2 + 4k^4] + \kappa(q', s') \} + \\ & + \left(\frac{\mu}{\mu'} - 1 \right)^2 k^2 k_t'^2 \left[(k^2 + s'^2)^2 (2qsthq' hths' h + \zeta(q', s')) - 4k^2 q' s' (2qs + \gamma(q', s')) + \frac{qs}{k^2} \aleph(q', s') \right] - \\ & - \left[(k^2 + s^2) \frac{\mu}{\mu'} - 2k^2 \right] k_t'^2 [(k^2 + s'^2)^2 (2k^2 thq' hths' h + \zeta(q', s')) - \\ & - 4k^2 q' s' (2k^2 + \gamma(q', s')) + \aleph(q', s')] + (k^2 - qs) k_t'^4 [4k^2 q' s' - (k^2 + s'^2) thq' hths' h] = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\aleph(q', s') = \frac{4k^2 q' s' (k^2 + s'^2)}{chq' hchs' h}, \quad \zeta(q', s') = qs' thq' h + sq' ths' h, \quad \gamma(q', s') = qs' ths' h + sq' thq' h. \quad (5)$$

При $h \rightarrow 0$ уравнение (4) сводится к уравнению Релея:

$$4k^2 qs - (k^2 + s^2)^2 = 0. \quad (6)$$

В дальнейшем ограничимся случаями, когда можно считать, что

$$|s'| \gg |q'| > |k|, \quad |chs'h| \gg 1, \quad ths'h = -1. \quad (7)$$

При этом

$$s'^2 = -k_t'^2 \left(1 - \frac{k^2}{k_t'^2} \right) \approx -k_t'^2; \quad \frac{\mu}{\mu'} = \frac{\rho k_t'^2}{\rho' k_t'^2} \approx -\frac{\rho s'^2}{\rho' k_t'^2}, \quad \left| \frac{\mu}{\mu'} \right| \gg 1.$$

Тогда из (4) и (5) получим

$$4k^2 qs - (k^2 + s^2)^2 = \frac{\rho' q k_t'^4 thq' h}{\rho q'} \left\{ 1 + \frac{1}{s'} \left[\frac{2k^2 (k^2 + s^2 - 2qs)}{q k_t'^2} + \frac{(k^2 - qs) \rho'}{q \rho} - \frac{sq'}{q thq' h} - \frac{k^2 thq' h}{q'} \right] \right\}. \quad (8)$$

Это выражение будет основным для последующих расчетов. Оно приближенно, так как с учетом (7) в нем оставлены лишь малые слагаемые $\sim 1/s'$. Необходимость вывода именно из точного дисперсионного

уравнения (4) вызвана тем, что непосредственное получение приближенного дисперсионного уравнения путем малоконтролируемых оценок членов определителя шестого порядка (1) чревато потерей информа-

ции об ожидаемых малых эффектах. От точного же дисперсионного уравнения (4) возможен аккуратный переход к приближенным уравнениям для разных рассмотренных ниже вариантов, когда нагрузочный слой состоит из: а) тонкой пленки вязкоупругого «водоподобного» материала, например полимерного; б) тонкой пленки вязкой жидкости; в) безграничного вязкого газа. Физический смысл условий (7): поперечная (сдвиговая, вязкая) волна полностью затухает на толщине слоя.

Будем считать, что правая часть уравнения (8) мала — либо за счет малой толщины слоя, когда (как в вариантах а и б)

$$|q'h| \ll 1, \quad (9)$$

либо за счет малого отношения ρ'/ρ для газа в варианте в. Тогда, приближенно приняв, что справедливо

уравнение (6) Релея, упростим в (8) множитель при $1/s'$. Кроме того, используем обозначение

$$\xi = \frac{k_t^2}{k^2} = \frac{c^2}{c_t^2} < 1, \quad (10)$$

приведем (8) к виду

$$4 \sqrt{\left(1 - \frac{c_t^2}{c_e^2} \xi\right)(1 - \xi) - (2 - \xi)^2} = \frac{\rho' q \xi^2 t h q' h}{\rho q'} \left\{ 1 + \frac{k^2}{q s'} \left[2 - \xi + \frac{\rho'}{\rho} \xi \left(1 - \frac{\xi}{4}\right) - \frac{s q'}{k^2 t h q' h} - \frac{q t h q' h}{q'} \right] \right\}, \quad (11)$$

где

$$q = k \sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_e^2} \xi}; \quad s = k \sqrt{1 - \xi}, \quad q' = i k_e' \sqrt{1 - \frac{c_e'^2}{c^2}}; \quad (12)$$

i — мнимая единица.

Все акустические деформации упругих изотропных тел можно считать почти адиабатическими. Механическими потерями в подложке пренебрежем. Закон Гука для слоя с учетом вязкости его материала (η' , ζ' — коэффициенты вязкости; ζ' — объемная, или вторая, вязкость) имеет вид [7]:

$$\sigma_{ik} = (K' - i\omega\zeta') u_{ee} \delta_{ik} + 2(\mu' - i\omega\eta') \left(u_{ik} - \frac{1}{3} \delta_{ik} u_{ee} \right),$$

где $K' = \lambda' + \frac{2}{3}\mu'$ — модуль всестороннего сжатия.

Отсюда видно, что упругие модули материала слоя комплексные:

$$K'^* = K' - i\omega\zeta', \quad \mu'^* = \mu' - i\omega\eta', \quad (13)$$

$$\lambda'^* + 2\mu'^* = K'^* + \frac{4}{3}\mu'^* = (\lambda' + 2\mu') - i\omega \left(\frac{4}{3}\eta' + \zeta' \right) \quad (14)$$

упругий модуль плоской волны [8].

В случае теплопроводящего газа в скобку мнимой части (14) следует добавить слагаемое $\aleph' \left(\frac{1}{C_v} - \frac{1}{C_p} \right)$ в соответствии с формулой Стокса – Кирхгофа [8], где $\aleph'$ — коэффициент теплопроводности газа C_v' , C_p' — его теплоемкости.

Для вариантов а и б будем считать выполненным условие (9), которое с учетом (12) означает малость толщины h слоя в сравнении с длиной волны сжатия в его материале, т.е.

$$k_e' h \ll 1. \quad (15)$$

В этом случае правая часть (11) от q' не зависит, в квадратной скобке оставим только четвертое слагаемое, тогда, с учетом (12), уравнение (11) примет вид

$$F(\xi) = 4 \sqrt{\left(1 - \frac{c_t^2}{c_e^2} \xi\right)(1 - \xi) - (2 - \xi)^2} - \frac{\rho'}{\rho} \xi^2 k h \left(\sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_e^2} \xi} - \frac{\sqrt{1 - \xi}}{s' h} \right) = 0. \quad (16)$$

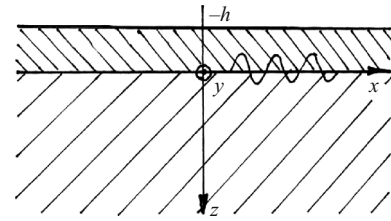


Рис. 1. Слой на полупространстве

Разложив функцию $F(\xi)$ в ряд Тейлора в окрестности $\xi = \xi_0 = k_t^2/k_0^2$, где k_0 — вещественный корень дисперсионного уравнения Релея (6), и оставив два члена ряда, запишем

$$F(\xi) = F(\xi_0) + F'(\xi_0)\Delta\xi = -\frac{\rho'}{\rho}\xi_0^2 k_0 h \left(\sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_e^2}\xi_0} - \frac{\sqrt{1-\xi_0}}{s'h} \right) + F'(\xi_0)\Delta\xi = 0. \quad (17)$$

Используя (10) и пренебрегая при вычислении $F'(\xi_0)$ последним слагаемым в (16), из (17) найдем

$$\Delta k = \frac{\rho' h k_t^2}{2\rho\Phi(\xi_0)} \left(\sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_e^2}\xi_0} - \frac{\sqrt{1-\xi_0}}{s'h} \right) - \quad (18)$$

добавка к волновому числу k_0 поверхностной акустической волны Релея, обусловленная наличием тонкой вязкоупругой или жидкой пленки на поверхности изотропной подложки. Здесь

$$\Phi(\xi_0) = -F'(\xi_0) = 2 \left(\frac{c_t^2 \sqrt{1-\xi_0}}{c_e^2 \sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_e^2}\xi_0}} + \frac{\sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_e^2}\xi_0}}{\sqrt{1-\xi_0}} + \xi_0 - 2 \right) = 2 \left[\frac{4c_t^2(1-\xi_0)}{c_e^2(2-\xi_0)^2} + \frac{(2-\xi_0)^2}{4(1-\xi_0)} + \xi_0 - 2 \right].$$

Согласно [2]

$$\xi_0 = \left(\frac{0,87 + 1,12\sigma}{1 + \sigma} \right)^2,$$

где σ — коэффициент Пуассона материала подложки.

Имеют место соотношения [7, 8]:

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{c_e^2 - 2c_t^2}{c_e^2 - c_t^2}, \quad \frac{c_t^2}{c_e^2} = \frac{1-2\sigma}{2(1-\sigma)}.$$

Поэтому функция Φ зависит от σ : $\Phi[\xi_0(\sigma)] = \Phi(\sigma)$. Ее график представлен на рис. 2.

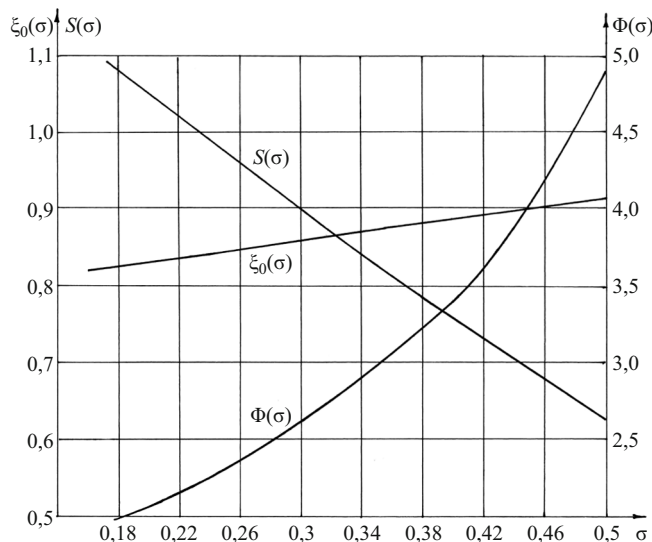


Рис. 2. Графики функций коэффициента Пуассона σ изотропной подложки

В выражении (18) единственной комплексной величиной является $s' = s'^*$, мнимая часть которой обуславливает потери ПАВ. В случае упруговязкого («водоподобного» [8]) слоя (вариант а) справедливо соотношение

$$|\mu'^*| \ll \lambda',$$

которое обеспечивает выполнение первого условия (7) и с учетом (13) позволяет получить

$$s'^* = \frac{ik'_t}{\sqrt{1 - i\omega\eta'/\mu'}}. \quad (19)$$

Отсюда при $\omega\eta'/\mu' \leq 1$ следует

$$s'^* h \approx \frac{k'_t h (i - \omega\eta'/2\mu')}{\sqrt{1 + (\omega\eta'/\mu')^2}}.$$

Условие

$$\frac{\omega\eta'}{\mu'} \frac{k'_t h}{2} \gg 1 \quad (20)$$

обеспечивает значительное вязкое затухание сдвиговой волны на толщине слоя и выполнение (7). Подставив (19) в (18), найдем:

$$\Delta k = \frac{\rho' h \omega^2}{2\rho c_t^2 \Phi(\xi_0)} \times \left(\sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_e^2}\xi_0} - \frac{\omega\eta' \sqrt{1-\xi_0}}{2\mu' k'_t h} \right) + i \frac{\rho' c_t \omega \sqrt{1-\xi_0}}{2\rho c_t^2 \Phi(\xi_0)}.$$

Здесь вторым слагаемым в скобках можно пренебречь. Окончательно получим:

$$\Delta k = \frac{\rho' h \omega^2}{2\rho c_t^2 \Phi(\xi_0)} \sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_e^2} \xi_0} + i \frac{\rho' c_t' \omega \sqrt{1 - \xi_0}}{2\rho c_t^2 \Phi(\xi_0)}. \quad (21)$$

Отсюда видно, что вещественная часть Δk , отвечающая за изменение фазовой скорости ПАВ, пропорциональна поверхностной плотности слоя, а затухание ПАВ, обусловленное мнимой частью Δk , не зависит от толщины h слоя в соответствии с физическим смыслом принятого условия (20).

Перейти к слою вязкой жидкости на подложке (вариант б) можно, положив в (13) $\mu' \rightarrow 0$, т.е. приняв

$$\mu'^* = -i\omega\eta',$$

где η' — динамическая вязкость жидкости. Тогда из (2) и (3) следует

$$(s'^*h)^2 = (kh)^2 - 2i\left(\frac{h}{\delta}\right)^2, \quad (22)$$

где

$$\delta' = \sqrt{2\nu'/\omega} —$$

глубина проникновения вязкой волны в жидкость [9]; $\nu' = \eta'/\rho'$ — кинематическая вязкость жидкости.

Будем считать, что

$$k\delta' \ll 1, \quad h/\delta' \gg 1,$$

т.е. на толщине слоя вязкая волна полностью затухает. Тогда согласно (22)

$$s'^*h = (i-1)\frac{h}{\delta} \quad (23)$$

и выполняются условия (7).

Подставив (23) в (18), найдем

$$\Delta k = \frac{\rho' h \omega^2}{2\rho c_t^2 \Phi(\xi_0)} \left(\sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_e^2} \xi_0} + \frac{\delta' \sqrt{1 - \xi_0}}{2h} \right) + i \frac{\rho' \delta' \omega^2 \sqrt{1 - \xi_0}}{4\rho c_t^2 \Phi(\xi_0)}. \quad (24)$$

Сравнив (24) с (21) для упруговязкого слоя, отметим практически полное совпадение вещественных частей и большую частотную зависимость затухания ПАВ в случае жидкого слоя, которое так же, как и в (21), не зависит от h .

Рассмотрим теперь случай, когда над подложкой имеется безграничный газ (вариант в). Ввиду наличия

малых потерь в волне сжатия в газе, обусловленных мнимой частью (14), следует считать

$$thq' h \xrightarrow{h \rightarrow \infty} -1.$$

Здесь основные потери вызваны излучением звуковой волны сжатия в газ и обусловлены главным образом множителем перед фигурной скобкой в (11), содержащем мнимую величину q' согласно (12). Вторым слагаемым в фигурной скобке, описывающим сравнительно слабые вязкие потери в газе, можно пренебречь. Тогда подобно (16)–(18), считая $c_e' \ll c_e$, получим

$$\Delta k = iS(\xi_0) \frac{\rho' c_e'}{\rho c_0 \Lambda_0}, \quad (25)$$

где

$$S(\xi_0) = \pi \frac{\xi_0}{\Phi(\xi_0)} \sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_e^2} \xi_0}; \quad (26)$$

Λ_0 — длина волны ПАВ.

Множителем $S(\xi_0)$ выражение (25) отличается от основной формулы известной приближенной теории Арцта и др. [1, 10]. Графики функций $\xi_0(\sigma)$, $\Phi(\sigma)$, $S(\sigma)$ представлены на рис. 2.

Отсутствие вещественной части в (25) свидетельствует о том, что газовая нагрузка в первом приближении не вызывает изменения фазовой скорости, а скажется лишь на затухании ПАВ.

Если в вариантах а и б над тонким упруговязким либо жидким слоем находится не вакуум, а газ, то в силу (9) излучение волны сжатия в этот газ не будет зависеть от наличия тонкого слоя на подложке. Поэтому мнимые части выражений (21) и (24) следует увеличить на величину (25), учтя тем самым и потери на излучение в газ. Только следует помнить, что в (25) ρ' и c_e' относятся к газу, а не к слою.

Таким образом, согласно (21), (24) и (25) волновое число ПАВ для изотропной подложки, покрытой тонким слоем упруговязкого либо жидкого материала, за которым находится безграничный газ, в первом приближении имеет вид

$$k = \frac{\omega}{c} = k_0 + \frac{m\omega^2}{2\rho c_t^2 \Phi(\xi_0)} \sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_e^2} \xi_0} + i\alpha, \quad (27)$$

где $m = \rho'h$ — поверхностная плотность слоя; α — пространственный коэффициент затухания, определяемый мнимыми частями (21) либо (24) с добавлением (25) — потерь на излучение волны сжатия в газ. При увеличении m за счет адсорбции молекул изучаемой примеси газа на поверхности упруговязкого слоя либо растворения ее в жидком слое на подложке несколько уменьшится фазовая скорость c распространения

ния ПАВ в соответствии с выражением, следующим из (27), (10) и (26):

$$\frac{\Delta c}{c} = -\frac{\Delta k}{k} = -\frac{S(\xi_0)f}{\rho c_0} \Delta m. \quad (28)$$

ПАВ-детектор обычно выполняют в виде автогенератора, в котором частотоподающим элементом в цепи обратной связи усилителя служит линия задержки либо резонатор на ПАВ. Как правило, применяют дифференциальную схему с двумя автогенераторами и формирователем сигнала разностной частоты, так что выход такого детектора либо частотный, либо фазовый. Идентичные линии задержки автогенераторов помещают на одной подложке компланарно, чтобы ослабить (в 10–1000 раз) влияние температуры на выходной сигнал. При этом «...одна из линий задержки является рабочей, перестраиваемой измеряемым воздействием, вторая — опорная» [11].

Круговую частоту $\omega = 2\pi f$ автогенератора на основе ПАВ-линии задержки определяет условие [1, 4]

$$\omega = (2\pi n - \gamma) \frac{c}{L},$$

где n — целое число; γ — сдвиг фазы в цепи обратной связи; L — длина линии задержки (расстояние между центрами ВШП). Отсюда следует

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta c}{c}. \quad (29)$$

Из (28) и (29) найдем

$$\Delta f = -\frac{S(\xi_0)f^2}{\rho c_0} \Delta m. \quad (30)$$

Например, если измеряемая газовая примесь в воздухе имеет концентрацию φ_r , то по установлении термодинамического равновесия ее концентрация φ_f в жидком слое на подложке в соответствии с законом распределения Нернста составит

$$\varphi_f = K\varphi_r,$$

где K — коэффициент распределения. Тогда

$$\Delta m = \varphi_f h = K\varphi_r h$$

и согласно (30)

$$\Delta f = -\frac{S(\xi_0)f^2 K h}{\rho c_0} \varphi_r. \quad (31)$$

Значения K могут варьироваться от десятков до тысяч [12], так что налицо значительная концентрация газовой примеси в жидком слое. Толщина слоя h должна быть, к сожалению, достаточно малой в сравнении с длиной Λ'_l волны сжатия в его материале, что-

бы выполнялись условия (9), (15), обеспечивающие работу слоя в качестве массовой нагрузки для ПАВ.

Например, $h \leq \frac{\Lambda'_l}{10} = \frac{c'_l}{10f}$; для рабочих частот ПАВ-устройств $f = 10 \dots 3000$ МГц, приняв $c'_e = 1500$ м/с, получим $h \leq 15 \dots 0,05$ мкм.

Для оценочных расчетов в (31) можно считать $S(\xi_0) \approx 1$, т.е. характеризовать подложку лишь двумя параметрами — ρ и c_0 . В таком виде выражение (31) будет пригодно и для пьезоэлектрических подложек.

Таким образом, получено приближенное выражение (27) для волнового числа k ПАВ на изотропной подложке, покрытой тонким слоем изотропного материала, за которым находится безграничный газ. Добавка к вещественной части k вызывает изменение фазовой скорости распространения ПАВ и позволяет рассчитать чувствительность ПАВ-детектора, работающего в качестве гравитометрического датчика («микровесов»). Мнимая часть k составляет пространственный коэффициент затухания ПАВ, обусловленный как вязкими потерями в слое, так и излучением волн сжатия в газ. Рассмотренные «микровесы» могут найти применение как в газовой хроматографии, так и в газоанализаторах. В последнем случае подбором материала слоя (особенно из богатого арсенала жидких неподвижных фаз для газовой хроматографии) можно достичь заметной селективности ПАВ-детекторов к различным примесям воздуха.

ЛИТЕРАТУРА

1. Поверхностные акустические волны / Под ред. А. Олинера. — М.: Мир, 1981. — 390 с.
2. **Викторов И. А.** Звуковые поверхностные волны в твердых телах. — М.: Наука, 1981. — 287 с.
3. **Кайно Г.** Акустические волны: устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов / Пер. с англ. — М.: Мир, 1990. — 656 с.
4. **Морган Д.** Устройства обработки сигналов на поверхностных акустических волнах. — М.: Радио и связь, 1990. — 416 с.
5. **Кейлис-Борок В. И.** Интерференционные поверхностные волны. — М.: Изд-во АН СССР, 1960. — 168 с.
6. **Богданов С. В., Левин М. Д., Яковкин И. Б.** О существовании поверхностной волны в системе слой — полупространство / Акуст. журн. 1969. Т. 15. № 1. С. 12–16.
7. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теоретическая физика: учебное пособие для вузов. В 10 т. Т. VII. Теория упругости. Изд. 5-е, стереот. — М.: Физматлит, 2001. — 264 с.
8. **Исакович М. А.** Общая акустика: учебное пособие. — М.: Наука, 1973. — 495 с.
9. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теоретическая физика: учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. Изд. 3-е, перераб. — М.: Наука, 1986. — 736 с.
10. **Slobodnik A. J. Jr.** Attenuation of Microwave Acoustic Surface Waves Due to Gas Loading / J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 6. P. 2565–2568.
11. **Малов В. В.** Пьезорезонансные датчики. Изд. 2-е, перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 272 с.
12. Газовая хроматография / Труды III международного симпозиума по газовой хроматографии в Эдинбурге / Пер. с англ. Под ред. А. А. Жуховицкого, Н. М. Туркельтауба. — М.: Мир, 1964. — 557 с.

REFERENCES

1. Oliner A. (ed.), Surface Acoustic Waves. — Moscow: Mir, 1981. — 390 p. [Russian translation].
2. Victorov I. A. Zvukovye poverkhnostnye volny v tverdykh telakh [Acoustic surface waves in solids]. — Moscow: Nauka, 1981. — 287 p. [Russian translation].
3. Kino G. S. Acoustic waves: devices, imaging, and analog signal processing. — Moscow: Mir, 1990. — 656 p. [Russian translation].
4. Morgan D. Ustroistva obrabotki signalov na poverkhnostnykh akusticheskikh volnakh [The device signal processing based on surface acoustic waves]. — Moscow: Radio i svyaz', 1990. — 416 p. [in Russian].
5. Kejlis-Borok V. I. Interferentsionnye poverkhnostnye volny [Interference surface waves]. — Moscow: Izd. AN SSSR, 1960. — 168 p. [in Russian].
6. Bogdanov S. V., Levin M. D., Jakovkin I. B. O sushchestvovanii poverkhnostnoi volny v sisteme sloi – poluprostranstvo [On the existence of Surface Waves in the system layer-half-space] / Akust. Zh. 1969. Vol. 15. N 1. P. 12 – 16.
7. Landau L. D., Lifshitz E. M. Teoreticheskaya fizika: uchebnoe posobie [Theoretical physics: textbook]. In 10 volumes. Vol. VII. Teoriya uprugosti [Theory of elasticity]. 5th Edition. — Moscow: Fizmatlit, 2001. — 264 p. [in Russian].
8. Isakovich M. A. Obshchaya akustika: uchebnoe posobie [General acoustics: textbook]. — Moscow: Nauka, 1973. — 495 p. [in Russian].
9. Landau L. D., Lifshitz E. M. Teoreticheskaya fizika: uchebnoe posobie [Theoretical physics: textbook]. In 10 volumes. Vol. VI. Gidrodinamika. 3rd Edition. — Moscow: Nauka, 1986. — 736 p. [in Russian].
10. Slobodnik A. J. Jr. Attenuation of Microwave Acoustic Surface Waves Due to Gas Loading / J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 6. P. 2565 – 2568.
11. Malov V. V. P'ezorezonansnye datchiki [Piezoresonance sensors]. 2nd Edition. — Moscow: Énergoatomizdat, 1989. — 272 p. [in Russian].
12. Zhuhovickii A. A., Turkel'taub N. M. (eds.). Gas Chromatography / Proc. of the 3rd Int. Symp. on Gas Chromatography in Edinburgh — Moscow: Mir, 1964. — 557 p. [Russian translation].

УДК 53.082.5:681.723

МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ:
СОСТОЯНИЕ И ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ¹© И. А. Каплунов², В. Я. Молчанов³, К. Б. Юшков³,
А. И. Колесников², С. Е. Ильяшенко⁴, Р. М. Гречишкин²*Статья поступила 20 ноября 2014 г.*

Рассмотрены основные схемы компоновки мультиспектральных микроскопов с использованием сменных или плавно перестраиваемых оптических фильтров и методологий спектральной визуализации с помощью спектрального или пространственного сканирования изучаемых объектов, а также фурье-спектроскопии их интерферограмм. Комбинирование методологий визуализации и оптической спектроскопии приводит к концепции спектрального изображения в виде трехмерного набора («куба») данных. Отмечен значительный рост интереса к мультиспектральной микроскопии в связи с перспективами ее широкого применения в медицине, биотехнологиях, физическом материаловедении, химии, минералогии, криминалистике и многих других отраслях науки и техники. Электронно-пересматриваемые по длинам волн акустооптические фильтры — эффективный инструмент для спектрального и поляризационного анализа обработки оптических изображений в реальном масштабе времени.

Ключевые слова: мультиспектральная микроскопия; видеоспектрометр; акустооптический фильтр; электронно-перестраиваемый фильтр; параллелурит.

Мультиспектральная микроскопия основана на сочетании методов спектроскопии и визуализации микрообъектов. Рассматриваемые по отдельности эти хорошо известные методы разрабатывались в течение многих лет. При их комбинировании возникает задача создания трехмерного набора данных, содержащих

множество изображений одного и того же объекта и оцениваемых на разных длинах волн. Это приводит к значительным затратам вычислительных ресурсов и времени измерений, для оптимизации которых требуется адекватный инструментарий.

¹ Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014 – 2020 годы». Соглашение № 14.574.21.0113.

² Тверской государственный университет, г. Тверь, Россия; e-mail: Ivan.kaplunov@tversu.ru

³ НТЦ Акустооптики НИТУ МИСИС, Москва, Россия; e-mail: aocenter@misis.ru

⁴ Тверской государственный технический университет, г. Тверь, Россия.