

УДК 534.286+534.16+543.0:543.26

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Анисимкин В. И.

Для изотропных твердых тел найдена зависимость между температурными коэффициентами скорости и задержки поверхностных акустических волн и аналогичными коэффициентами продольной и поперечной объемных волн. Показано, что указанная зависимость совпадает с известной зависимостью для коэффициентов затухания тех же волн. Указана область практического применения полученных результатов.

Изучение температурных характеристик поверхностных акустических волн (ПАВ) представляет большой практический интерес и проводится с целью определения материалов с нулевыми и максимальными значениями температурных коэффициентов скорости $(1/v_R) \partial v_R / \partial T$ или задержки $(1/\tau_R) \partial \tau_R / \partial T$ (v_R — скорость, τ_R — время задержки, T — температура). Термостабильные материалы ($(1/\tau_R) \partial \tau_R / \partial T \approx 0$) позволяют снизить влияние внешней среды на параметры ПАВ-устройств, а материалы повышенной температурной чувствительности ($(1/\tau_R) \partial \tau_R / \partial T \approx 100 \div 200 \cdot 10^{-6} \text{ (}^\circ\text{C)}^{-1}$ [1]) — создавать на основе ПАВ устройства типа датчиков температуры.

Решение задачи численным методом [2, 3] требует использования ЭВМ и является довольно трудоемким. Вместе с тем часто необходима оперативная оценка целесообразности применения того или иного материала. Настоящая работа посвящена изложению нового метода расчета, который позволяет сравнительно просто определять температурные коэффициенты ПАВ в изотропных материалах, используя связь этих коэффициентов с аналогичными коэффициентами объемных волн.

Для получения искоемых соотношений ограничимся линейным приближением и воспользуемся известным из теории упругости [4] равенством $v_R = \xi v_t$, где ξ есть решение уравнения

$$(1) \quad \xi^6 - 8\xi^4 + 8\xi^2(3 - 2v_t^2/v_l^2) - 16(1 - v_t^2/v_l^2) = 0.$$

$v_l = (c_{11}/\rho)^{1/2}$ и $v_t = (c_{44}/\rho)^{1/2}$ — скорости продольной и поперечной волн соответственно, c_{11} , c_{44} — упругие постоянные изотропного материала, а ρ — его плотность. Возьмем от обеих частей равенства $v_R = \xi v_t$ производные 1-го порядка по температуре и найдем связь $(1/v_R) \partial v_R / \partial T$ с температурным коэффициентом скорости поперечной волны $(1/v_t) \partial v_t / \partial T$ и величиной $(1/\xi) \partial \xi / \partial T$. Учтем далее, что ξ связана с v_t и v_l уравнением (1), поэтому с помощью (1) можно определить $(1/\xi) \partial \xi / \partial T$ через $(1/v_t) \partial v_t / \partial T$ и $(1/v_l) \partial v_l / \partial T$:

$$(2) \quad \frac{1}{\xi} \frac{\partial \xi}{\partial T} = \frac{16(1 - \xi^2)^2}{\xi^2(2\xi^6 - 11\xi^4 + 16\xi^2 - 8)} \cdot \frac{v_t^2}{v_l^2} \left(\frac{1}{v_t} \frac{\partial v_t}{\partial T} - \frac{1}{v_l} \frac{\partial v_l}{\partial T} \right).$$

Подставив (2) в ранее полученное выражение для $(1/v_R) \partial v_R / \partial T$, найдем первое искомое соотношение

$$(3) \quad \frac{1}{v_R} \frac{\partial v_R}{\partial T} = A \frac{1}{v_t} \frac{\partial v_t}{\partial T} + (1 - A) \frac{1}{v_l} \frac{\partial v_l}{\partial T}$$

Выразив температурные коэффициенты скорости каждой из волн через соответствующие температурные коэффициенты задержки $((1/v)\partial v/\partial T = (1/l)\partial l/\partial T - (1/\tau)\partial \tau/\partial T$, где $(1/l)\partial l/\partial T$ — коэффициент линейного расширения материала в направлении распространения волны), получим аналогичное первому второе искомое соотношение

$$(4) \quad \frac{1}{\tau_R} \frac{\partial \tau_R}{\partial T} = A \frac{1}{\tau_i} \frac{\partial \tau_i}{\partial T} + (1-A) \frac{1}{\tau_i} \frac{\partial \tau_i}{\partial T}.$$

Здесь

$$(5) \quad A = - \frac{16(1-\xi^2)^2}{\xi^2(2\xi^6 - 11\xi^4 + 16\xi^2 - 8)} \cdot \frac{v_i^2}{v_i^2},$$

$$(6) \quad \frac{1}{\tau_i} \frac{\partial \tau_i}{\partial T} = - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial T} + \frac{1}{c_{11}} \frac{\partial c_{11}}{\partial T} \right),$$

$$\frac{1}{\tau_i} \frac{\partial \tau_i}{\partial T} = - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial T} + \frac{1}{c_{44}} \frac{\partial c_{44}}{\partial T} \right).$$

Таким образом, температурные коэффициенты ПАВ являются линейными комбинациями аналогичных коэффициентов продольной и поперечной объемных волн. Зная упругие постоянные материала и их температурные

Результаты расчета температурных коэффициентов ПАВ и их сравнение с литературными данными ($T=0^\circ\text{C}$)

Материал	$(1/v_R)\partial v_R/\partial T,$ $10^{-6}(\text{°C})^{-1}$	$(1/\tau_R)\partial \tau_R/\partial T,$ $10^{-6}(\text{°C})^{-1}$
Плавленый кварц ¹	+85(+85)	-84(-84,45)
Стекло С79-2 ²	+6	+2
Z-ZnO	-30(-30)	+34(+34)
(111), 110- -Si	-21(-21)	+24(+23,6)
XZ-SiO ₂	-54(-57)	+59(+62)
YZ-LiTaO ₃	-25(-30)	+29(+34)
YZ-LiNbO ₃	-101	+93(+91)

¹ Упругие постоянные — из работы [5]; ² — предоставлены Институтом электровакуумного стекла.

зависимости, можно рассчитывать значения $(1/v_R)\partial v_R/\partial T$ и $(1/\tau_R)\partial \tau_R/\partial T$, используя выражения (3)–(6) и (1). Результаты расчета для плавленого кварца и стекла С79-2 представлены в таблице. В скобках указаны литературные значения тех же коэффициентов, полученные численным методом [2, 3] с использованием идентичных упругих постоянных. Видно, что результаты настоящей работы и литературные данные полностью совпадают между собой.

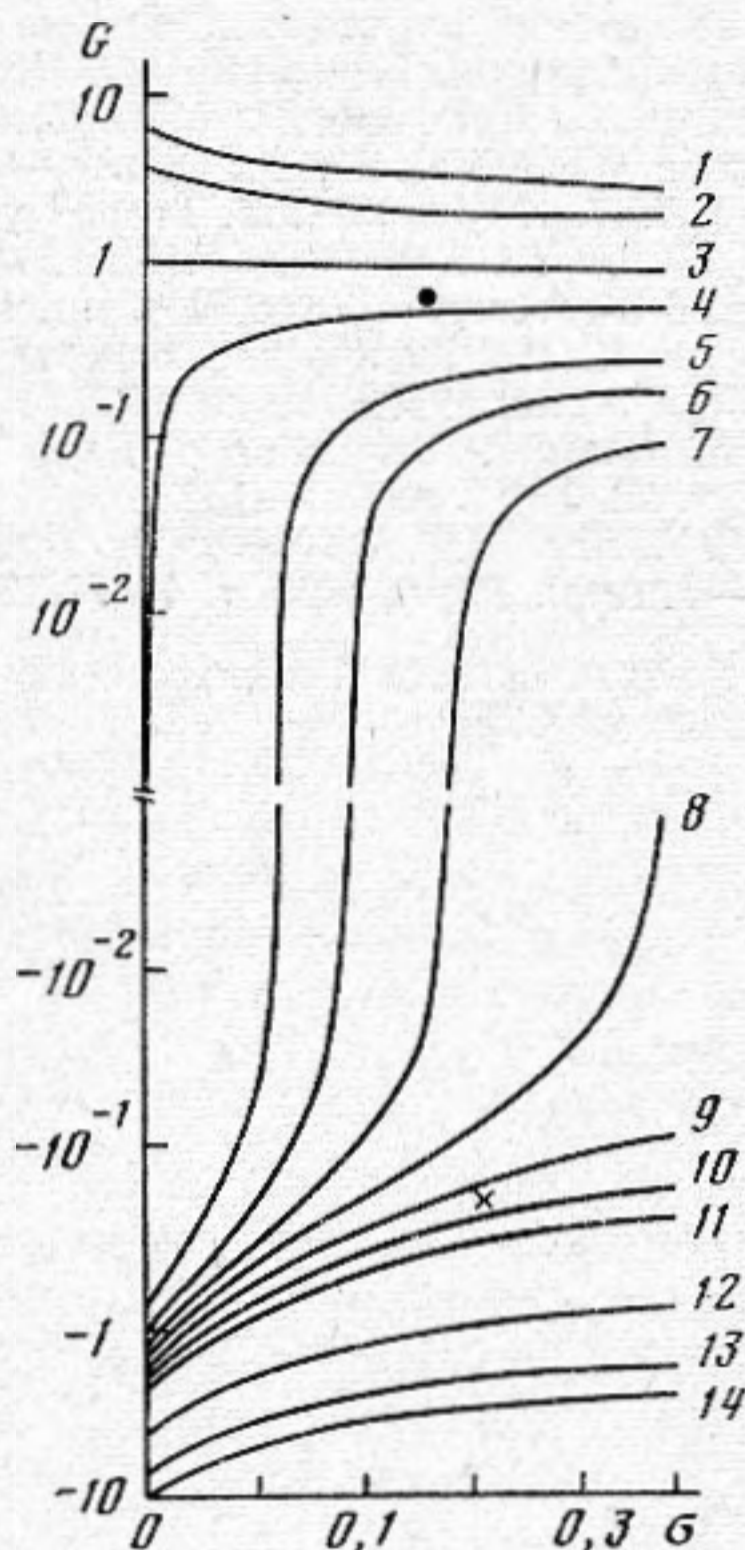
Выражения (3)–(6) и (1) использовались также для определения температурных коэффициентов ПАВ в кристаллах (см. таблицу). В этом случае в качестве поперечной волны выбиралась волна с механическим смещением, наиболее близким нормальному смещению ПАВ. Сравнение полученных результатов с литературными данными показывает пригодность методики расчета и для оценок температурных коэффициентов ПАВ в случае кристаллов, например при поиске срезов с заданными температурными характеристиками ПАВ.

Для оперативной оценки температурных коэффициентов ПАВ в различных изотропных материалах в работе были рассчитаны кривые, представленные на фигуре. Расчет проводился с помощью выражения (4), в котором величины A и $(1-A)$ записывались в виде функций только коэффициента Пуассона σ (расчет на основе (3) дает аналогичные результаты для температурных коэффициентов скорости). Оценка значений

$(1/\tau_R)\partial\tau_R/\partial T$ и $(1/\nu_R)\partial\nu_R/\partial T$ по кривым на фигуре возможна, если для данного материала известен коэффициент Пуассона и отношение температурных коэффициентов объемных волн G . Так, для плавленого кварца значения этих величин равны соответственно 0,168 и 0,62, а для стекла С79-2—0,204 и $(-0,37)$. Поэтому, как видно из фигуры, значения $(1/\tau_R)\partial\tau_R/\partial T$ для этих материалов составляют примерно $0,7 \times (1/\tau_l)\partial\tau_l/\partial T$ и $(-0,12) \times (1/\tau_l)\partial\tau_l/\partial T$, т. е. равны $\approx -80 \times 10^{-6} (\text{°C})^{-1}$ в плавленом кварце и $\approx +1 \times 10^{-6} (\text{°C})^{-1}$ в стекле (ср. с данными таблицы).

Температурные зависимости коэффициента $(1/\tau_R)\partial\tau_R/\partial T$ и величины $(1-A)/A$, отражающей соотношение вкладов от различных слагаемых в

К определению температурных коэффициентов ПАВ по значению коэффициентов Пуассона σ и величине отношения температурных коэффициентов объемных волн G ($G = [(1/\tau_l)\partial\tau_l/\partial T] / [(1/\tau_l)\partial\tau_l/\partial E]$ или $[(1/\nu_l)\partial\nu_l/\partial T] / [(1/\nu_l)\partial\nu_l/\partial T]$). Кривые отвечают различному соотношению температурных коэффициентов ПАВ и продольных волн H ($H = [(1/\tau_R)\partial\tau_R/\partial T] / [(1/\tau_l)\partial\tau_l/\partial T]$ или $[(1/\nu_R)\partial\nu_R/\partial T] / [(1/\nu_l)\partial\nu_l/\partial T]$): 1— $H=3$; 2— $H=2$; 3— $H=1$; 4— $H=0,6$; 5— $H=0,3$; 6— $H=0,2$; 7— $H=0,1$; 8— $H=0$; 9— $H=-0,1$; 10— $H=-0,2$; 11— $H=-0,3$; 12— $H=-1$; 13— $H=-2$; 14— $H=-3$. ● — плавленый кварц, × — стекло С79-2



(3) и (4), рассчитывались для плавленого кварца и стекла С79-2 при $T = (-100 \div +100) \text{°C}$. Полученные зависимости были близки к линейным с изменением обеих величин в пределах нескольких процентов. При этом для любых T и σ при примерно одинаковых $(1/\tau_l)\partial\tau_l/\partial T$ и $(1/\tau_l)\partial\tau_l/\partial T$ температурные коэффициенты ПАВ $(1/\tau_R)\partial\tau_R/\partial T$ и $(1/\nu_R)\partial\nu_R/\partial T$ определялись в основном температурными коэффициентами поперечной волны.

В заключение отметим, что существование связи между температурными коэффициентами ПАВ и аналогичными коэффициентами продольной и поперечной объемных волн следует из структуры ПАВ как волны, образованной суперпозицией продольной и поперечной составляющих механического смещения. Подобная связь для других характеристик ПАВ — скорости распространения и коэффициента затухания — была установлена ранее в работах [4, 6] и [6—8] соответственно. Примечательно, что детальное сравнение выражения работы [6] для коэффициентов затухания поверхностных продольных и поперечных волн с выражениями (3) и (4) настоящей работы, проведенное с использованием уравнения (1), показало, что величины A и $(1-A)$ одинаковы в обоих случаях, а выражения совпадают с точностью до замены одних коэффициентов другими. Это указывает на корреляцию температурных коэффициентов с коэффициентом затухания ПАВ, которая, в частности, проявляется в преиму-

ществленном вкладе слагаемого поперечной волны как в величину коэффициента затухания [6], так и в величины температурных коэффициентов ПАВ.

Автор благодарит И. А. Викторова и А. И. Морозова за полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Использование методов функциональной электроники для комплексной миниатюризации радиоэлектронной аппаратуры.— Радиоэлектроника за рубежом, 1978, № 11, с. 11–41.
2. Козловский К. Н., Ананских А. В., Лавут А. П. Расчет рэлеевских волн на поверхности пластин из кристаллического кварца.— Вопросы радиоэлектроники. Сер. общетехническая, 1968, т. 10, № 10, с. 70–77.
3. Schulz M. B., Matsinger B. J., Holland M. G. Temperature Dependence of Surface Acoustic Wave Velocity on Quartz.— J. Appl. Phys., 1970, v. 41, № 7, p. 2755–2765.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1965.
5. Ono S., Wasa K., Hayakawa S. Surface-Acoustic-Wave Properties in ZnO — SiO₂ — Si Layered Structure.— Wave Electronics, 1977, v. 3, № 1, p. 35–49.
6. Викторов И. А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэля и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966.
7. Press F., Healy J. Absorbtion of Rayleigh Waves in Low-Loss Media.— J. Appl. Phys., 1957, v. 28, № 11, p. 1323–1325.
8. King P. J., Sheard F. W. Viscosity Tensor Approach to the Damping of Rayleigh Waves.— J. Appl. Phys., 1969, v. 40, № 13, p. 5189–5190.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4.VIII.1980