Суммируя, запишем окончательный ответ в виде

$$P_2(x, t) = A_1 A_2 J \left(\frac{3\gamma P_0}{\rho_0}\right)^2 \left(-\alpha^2\beta + \frac{\alpha}{2} c\right) \int_0^\infty dw_0 f(w_0)\, L(w_0, t). \tag{26}$$

Видно, что при $t=27$ быстро осциллирующий множитель $e^{\pm iw_0(t-2T)}$ равен единице, что эквивалентно сфазированию части пузырьков, при том, что остальные оказываются размазанными по фазе и в сумме дают нулевой вклад.

Проще всего выглядит формула (26) для точки $x=0$:

$$P(0, 2T) = \frac{\pi P_0}{\rho_0} (3\gamma + 1) \int_0^\infty dw_0 f(w_0)\, w_0 \operatorname{Re} \left\{\frac{1}{k_1 k_1^* k_2^* (k_1 - k_1^* - k_2^*)}\right\}, \tag{27}$$

* – означает комплексное сопряжение.

Для оценки поля в точке $x=0$ была выбрана функция распределения $f(R_0)$ в виде ломаной с носителем на отрезке $0{,}001 \leqslant R_0 \leqslant 0{,}01$ см и такая, что суммарный объем пузырьков составлял 0,001 единичного объема среды. Также полагалось $P_0 = 10$ ат, а исходная энергия импульса 1 Дж/см^2. Элементарный расчет на ЭВМ дает значение $P(0{,}2T) = 0{,}007 \cdot P_0$, отрицательное по величине.

Отметим в заключение, что для применимости данного анализа нужно, чтобы время T было меньше характерного времени затухания пузырьков в результате трения, т. е. $T < 2Q/w_0$, где Q – добротность характерного пузырька. Ее величина составляет ~ 50 [7]. Следовательно, $T < 10^{-3}$ с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Электродинамика плазмы / Под ред. Ахиезера А. И. М.: Наука, 1974.
2. *Кадомцев Б. Б.* Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976.
3. *Лопатников С. Л.* Акустическое фазовое эхо в жидкости с пузырьками газа // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 10. С. 623.
4. *Лопатников С. Л.* В кн.: Волны и дифракция. Т. 1. Всесоюз. симпоз. по дифракции и распространению волн. М.: АН СССР, 1981. С. 332–334.
5. *Немцов Б. Е., Эйдман В. Я.* Об эффекте пространственного эха в жидкости с пузырьками газа // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 5. С. 669–672.
6. *Котельников И. А.* Эффект эха в жидкости с пузырьками газа // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. № 10. С. 1227–1234.
7. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука. 1982.

Поступило в редакцию
4.IX.1987

УДК 621.315.6:537.226.86

СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗВУКОПРОВОДОВ

Вьюн В. А.

Для решения задач акустоэлектронного (АЭ) взаимодействия и возбуждения поверхностных акустических волн (ПАВ) широко и плодотворно применяется импедансный метод [1–3]. Он основан на том, что для пьезоэлектрического звукопровода и прилегающей к нему среды на их поверхностях вводятся поверхностные эффективные диэлектрические проницаемости $\varepsilon = D_y/(k\varphi)$ (здесь φ, D_y – электрический потенциал и индукция, k – волновое число) или обратно пропорциональные ε импедансы. Значения ε для каждой среды учитывают ее физические свойства и все граничные условия (кроме электрических для φ, D_y). Граничные условия для φ, D_y на границе раздела сред требуют непрерывности ε, откуда следует дисперсионное уравнение для ПАВ [1, 2]. При этом основная трудность состоит в том, что значение ε для пьезоэлектрических звукопроводов зависит не только от их параметров, но и, что следует особо отметить, от типа ПАВ.

В настоящей работе показывается, что с учетом ПАВ поверхностная диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрического звукопровода, отделенного зазором h, при увеличении h независимо от типа ПАВ асимптотически стремится к одной и той же функции, характеризуемой всего тремя параметрами.

Пусть ПАВ на фиксированной частоте с волновым числом k распространяется в z-направлении на поверхности звукопровода, занимающего область $y>0$. Не касаясь вопроса существования ПАВ [4], будем считать, что ПАВ существует, и для полупространства $y>0$, значение ε задано в виде некоторой неявной аналитической функции $\varepsilon_1(k)$ в соответствующей области изменения k. Тогда с учетом квазистатики (скорость ПАВ мала по сравнению со скоростью света) решение уравнения Пуассона с соответствующими граничными условиями для φ, D_y (при $y=0, -h$) легко найти ε для полупространства $y>-h$ (звукопровод, отделенный зазором h):

$$\varepsilon_2(k)=\varepsilon_0 a_1/a_2, \tag{1}$$

где $a_1=a_1(k)=\varepsilon_0 \mathrm{th}(kh)+\varepsilon_1(k)$, $a_2=a_2(k)=\varepsilon_0+\varepsilon_1(k)\mathrm{th}(kh)$, ε_0 – диэлектрическая проницаемость зазора. Функция $\varepsilon_2(k)$ имеет нули и полюса при $k=k_1$ и $k=k_2$, которые отыскиваются из решения уравнений $a_1=0$ и $a_2=0$ соответственно. При условии $da_1/dk|_{k=k_1}\neq 0$ и $da_2/dk|_{k=k_2}\neq 0$, разлагая (1) в ряд Лорана, функцию $\varepsilon_2(k)$ с точностью до остаточного члена порядка $|k-k_1|^2$ можно аппроксимировать формулой

$$\varepsilon_3(k)=\varepsilon_p(k-k_1)/(k-k_2), \tag{2}$$

где $\varepsilon_p=\varepsilon_0(k_1-k_2)(da_1/dk)/a_2|_{k=k_1}$.

Чтобы понять физический смысл параметров k_1, k_2, из условия непрерывности ε на границе $y=-h$ с учетом (2), считая для прилегающей среды ($y<-h$) заданным значение $\varepsilon=-\varepsilon_s$, получим изменение волнового числа за счет АЭ-взаимодействия ПАВ:

$$k-k_2=k_2\delta\varepsilon_p/(\varepsilon_p+\varepsilon_s), \tag{3}$$

где параметр $\delta=(k_1-k_2)/k_2$ имеет смысл коэффициента электромеханической связи ПАВ. Из (3) видно, что при изменении ε_s значения k находятся в области сферы D_R с центром в точке $(k_1+k_2)/2$ и радиусом $R=|k_1-k_2|/2$, а параметры k_1, k_2 являются предельными значениями k при $\varepsilon_s\to\infty$, $\varepsilon_s\to 0$, что соответствует случаям металлизации и «открытой» (по терминологии работы [1]) поверхности $y=-h$ соответственно. Физически ясно, что при увеличении h $k_1\to k_2$ и $R\to 0$ и в области D_R справедливо пренебрежение остаточным членом в (2), т. е. функция $\varepsilon_2(k)$ асимптотически равна $\varepsilon_3(k)$. Так как тип волны не конкретизировался, то это утверждение справедливо для волн Рэлея, Гуляева – Блюстейна, вытекающих ПАВ, квазиобъемных волн и т. д. [4]. Так, для волн Рэлея при слабой связи ($|\delta|\ll 1$) аппроксимация (2) выполняется вплоть до $h=0$ [1, 2]. В то время как для волн Рэлея с сильной связью и волн Гуляева – Блюстейна она не верна. Однако для этих и других типов ПАВ при увеличении зазора аппроксимация $\varepsilon_2(k)$ формулой (2) выполняется. Например, как показывают оценки, для волн Гуляева – Блюстейна она с хорошей точностью справедлива при $h\gtrsim 0{,}1\lambda$ (здесь λ длина волны). Естественно при различных h входящие в (2) параметры ε_p, k_1, k_2 могут быть найдены экспериментально с учетом зависимости k от ε_s (3).

Таким образом, полученная асимптотическая формула для поверхностной диэлектрической проницаемости пьезоэлектрических звукопроводов позволяет с единых позиций рассматривать вопросы АЭ-взаимодействия и возбуждения различных типов ПАВ. В заключение отметим, что для медленных поверхностных волн, сопровождаемых магнитным полем (например, магнитоупругих [5]), если вместо φ, D_y ввести магнитный потенциал, индукцию и аналогично ε поверхностную эффективную магнитную проницаемость, то для последней также справедлива аналогичная аппроксимация.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ingebrigtsen K. A.* Surface waves in piezoelectrics // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. № 7. P. 2681–2686.
2. *Greebe C. A. A. J., Van Dallen P. A., Swanenburg T. J. B., Wolter J.* Electric coupling properties of acoustic and electric surface waves // Phys. Repts. 1971. V. 1. № 5. P. 236–268.
3. *Милсон Р., Редвуд М., Рэйли Н.* Встречно-штыревые преобразователи // Фильтры на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1981. С. 54–104.
4. *Викторов И. А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 228 с.
5. *Красильников В. А., Крылов В. В.* Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.

Поступило в редакцию
3.V.1988