

ЛИТЕРАТУРА

1. W. J. Fry, R. B. Fry. Determination of absolute sound levels and acoustic absorption coefficients by thermocouple probes-theory. J. Acoust. Soc., America, 1954, 26, 3, 294—310.
2. Е. В. Романенко. Приемники ультразвука и методы их градуировки. Сб. «Источники мощного ультразвука», под ред. Л. Д. Розенберга М., «Наука», 1967, 327—378.
3. Л. Д. Розенберг. Фокусирующие излучатели ультразвука. Сб. «Источники мощного ультразвука», под ред. Л. Д. Розенберга. М., «Наука», 1967, 149—206.
4. G. W. Willard. Focusing ultrasonic radiator. J. Acoust. Soc. America, 1949, 21, 4, 360—375.

Институт биологической физики
АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
26 июля 1967 г.

УДК 534.231.1

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛАХ CdS С УЧЕТОМ ПЬЕЗОЭФФЕКТА

О. М. Зубова

В работе [1] рассмотрена задача о распространении поверхностных рэлеевских волн в кристаллах CdS без учета их пьезоэлектрических свойств. При этом в обоих случаях, о которых речь пойдет ниже, значения скорости поверхностных волн получились равными приблизительно $1,71 \cdot 10^5$ см/сек. Ниже решается задача о распространении плоских гармонических (зависящих от времени, согласно множителю $e^{-i\omega t}$) поверхностных рэлеевских волн в кристалле сульфида кадмия с учетом пьезоэффектами. Рассматриваются два случая: 1) волны распространяются в плоскости, перпендикулярной гексагональной оси кристалла, 2) волны распространяются вдоль гексагональной оси кристалла, (см. фигуру, на которой ось z направлена из кристалла, ось x — по любому направлению в плоскости поперечной изотропии $z = 0$). В обоих случаях предполагается, что кристалл граничит с вакуумом (в первом случае вдоль плоскости $z = 0$, во втором, соответственно, вдоль $x = 0$).

В кристалле должны удовлетворяться уравнения движения, уравнение Максвелла для вектора электрической индукции D и уравнения пьезоэффекта:

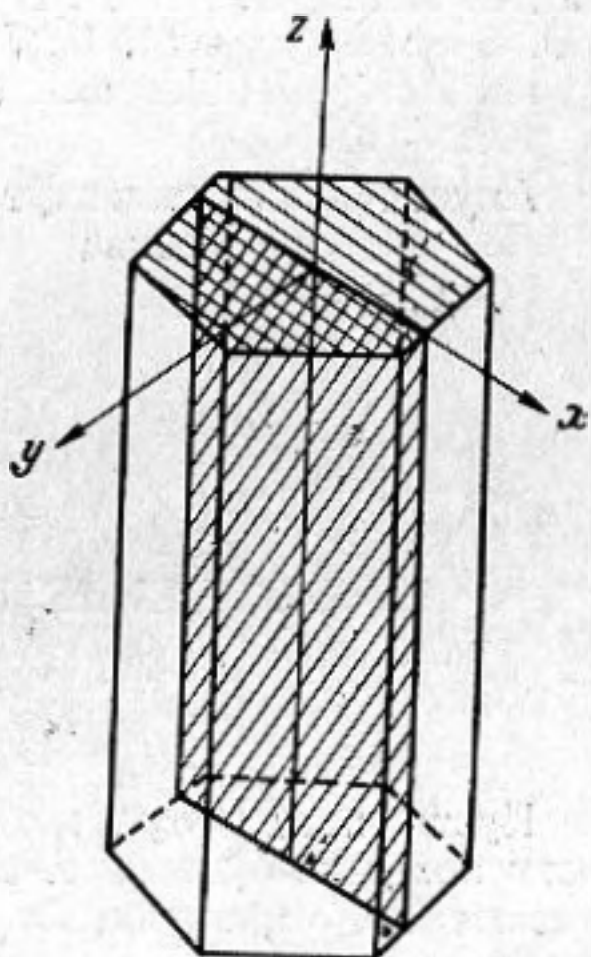
$$\rho U_i = \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k}, \quad \text{div } D = 0,$$

$$D_n = 4\pi e_{nij} S_{ij} + \epsilon_{mn} E_m, \quad T_{kl} = C_{ijkl} S_{ij} - e_{mkl} E_m, \quad (1)$$

где U_i — компоненты вектора смещения, T_{ik} — компоненты тензора напряжений, ρ — плотность, x_k — координаты, e_{nij} — компоненты тензора пьезоэлектрического модуля, S_{ij} — компоненты тензора деформации, ϵ_{mn} — компоненты тензора диэлектрической проницаемости при постоянной энергии, c_{ij}^E — компоненты модулей упругости при постоянном поле, E_m — компоненты электрического поля.

Рассмотрим первый случай, когда волны распространяются в плоскости $z = 0$. При этом уравнения (1) сводятся к системе:

$$\begin{aligned} \rho \ddot{U}_x &= c_{11} \frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} + (c_{13} + c_{44}) \frac{\partial^2 U_z}{\partial x \partial z} + c_{44} \frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2} + (e_{31} + e_{15}) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial z}, \\ \rho \ddot{U}_z &= (c_{13} + c_{44}) \frac{\partial^2 U_x}{\partial x \partial z} + c_{44} \frac{\partial^2 U_z}{\partial x^2} + c_{33} \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} + e_{15} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + e_{33} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}, \\ e_{15} \frac{\partial^2 U_z}{\partial x^2} + (e_{15} + e_{31}) \frac{\partial^2 U_x}{\partial x \partial z} + e_{33} \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} &= \frac{1}{4\pi} \left(\epsilon_{11} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \epsilon_{33} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (2)$$



Ищем решение ее в виде

$$U_x = \frac{\gamma_1}{k} e^{i(kx - \omega t) + \lambda z}, \quad U_z = \frac{\gamma_2}{k} e^{i(kx - \omega t) + \lambda z}, \quad \varphi = \frac{\gamma_3}{k} e_{15} \cdot e^{i(kx - \omega t) + \lambda z}, \quad (3)$$

где k — волновое число поверхностной волны, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \lambda$ — некоторые постоянные, причем $\lambda > 0$. На границе кристалл — вакуум должны удовлетворяться условия равенства нулю тангенциальной и нормальной компонент тензора напряжений и непрерывности нормальных компонент вектора электрической индукции и тангенциальных компонент электрического поля. Для электрического потенциала в вакууме из уравнения Лапласа $\Delta\varphi = 0$ и из условия $E_{1\tau} = E_{2\tau}$ получим $\varphi_0 = \varphi(0)e^{-kz}$. Остальные граничные условия приводят к уравнениям:

$$-\frac{k}{4\pi}\varphi - \frac{\epsilon_{33}}{4\pi}\frac{\partial\varphi}{\partial z} + e_{31}\frac{\partial U_x}{\partial x} + e_{33}\frac{\partial U_z}{\partial z} = 0,$$

$$c_{13}\frac{\partial U_x}{\partial x} + c_{33}\frac{\partial U_z}{\partial z} + e_{33}\frac{\partial\varphi}{\partial z} = 0, \quad c_{44}\left(\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x}\right) + e_{15}\frac{\partial\varphi}{\partial x} = 0. \quad (4)$$

Определители однородных систем уравнений (2) и (4), приравненные нулю, представляют собой систему уравнений с двумя неизвестными λ и k .

Решая их совместно графическим методом, получим, что скорость поверхностных волн в первом случае равна $1,731 \cdot 10^5$ см/сек. Проведя аналогичные вычисления для второго случая, получим для скорости волн поверхностных значений $1,7182 \cdot 10^5$ см/сек. Таким образом, учет пьезоэффекта дает увеличение скорости поверхностных волн на величину порядка одного процента.

В заключение автор выражает благодарность И. А. Викторову за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. R. Hatson, D. L. White. Elastic wave propagation in piezoelectric semiconductors. J. Appl. Phys., 1962, 33, 1, 40—47.
2. Мэзон. Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультразвуке. М., ИЛ, 1952.
3. Л. О. Ландау, Е. Н. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., ГТТИ, 1944.
4. D. Berlincourt, H. Jaffe, L. R. Shiozava. Electroelastic properties of the sulfides, selenides and tellurides of zinc and cadmium. Phys. Rev., 1963, 129, 3, 1009—1011.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
6 июня 1967 г.

УДК 534.26

ПРОХОЖДЕНИЕ ЗВУКА ЧЕРЕЗ ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВУЮ ПЛАСТИНУ В ЖИДКОСТИ

Л. М. Лямшев

Пусть пьезополупроводниковая тонкая безграничная пластина лежит в плоскости xoz прямоугольной системы координат, а звуковое поле в окружающей среде описывается выражениями

$$p_1(r) = \exp[ik_x x + ik_y y] + A \exp[ik_x x - ik_y y], \quad y < 0, \quad (1)$$

$$p_2(r) = B \exp[ik_x x + ik_y y], \quad y > 0. \quad (2)$$

Множитель $\exp(-i\omega t)$ всюду опускаем.

Для определения коэффициентов отражения A и прохождения B воспользуемся граничными условиями:

$$\frac{\partial p_1(r)}{\partial y} \Big|_{y=0^-} = \frac{\partial p_2(r)}{\partial y} \Big|_{y=0^+} = \omega^2 \rho w(x), \quad (3)$$

$$\left(\omega^2 h \rho_1 - \bar{g} \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right) w(x) = p_2(r) \Big|_{y=0^+} - p_1(r) \Big|_{y=0^-}. \quad (4)$$

Здесь $w(x)$ — смещения пластины в направлении внешней нормали, совпадающей с положительным направлением оси y , ρ_1 — плотность материала, h — толщина и