

Секция 3



Актуальные проблемы современной физики, математики и информатики

А. Е. АНИСИМОВА

МГПУ им. И.П. Шамякина (г. Мозырь, Беларусь)

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН ЛЭМБА ВЫСОКИХ ПОРЯДКОВ

В работе [1] исследована дифракция световых волн в плоскопараллельном слое с однородным распределением упругих деформаций, а в [2] – в слое, возбужденном волнами Лява. К настоящему времени хорошо изучены ультразвуковые волны Лэмба пластины со сложным неоднородным распределением упругих деформаций по ее сечению, широко применяемые для неразрушающего контроля и создания акустоэлектронных устройств обработки сигналов [3]. В работе [4] экспериментально исследована акустооптическая диагностика волн Лэмба высших порядков при их распространении и отражении от края пластины из кварца. При этом теоретические исследования ограничились лишь изучением геометрических соотношений при дифракции света на ультразвуке.

В настоящей работе теоретически исследованы особенности брэгговской акустооптической (АО) дифракции световых волн s -поляризации на поверхностных бегущих УЗ волнах Лэмба высоких порядков пластины с целью их диагностики.

Положим, что плоскопараллельный слой толщиной h с диэлектрической проницаемостью ε_2 расположен между однородными прозрачными средами с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_3 . Начало системы координат XYZ расположено на верхней границе слоя, а ось Y перпендикулярна плоскости падения. При условии $h \gg \Lambda_l / 2\pi$, где Λ_l – длина волны объемной сдвиговой УЗ волны в слое, в нем распространяются моды Лэмба высших порядков вдоль оси X , и искривлением границ слоя можно пренебречь [3]. Другие ограничения на толщину слоя обусловлены условиями брэгговской дифракции света в слое $(\lambda_0 h f^2 / 2n_2 v^2) \gg 1$, где $f(v)$ – частота (фазовая скорость) УЗ волны, λ_0 – длина световой волны вакууме, $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$.

Компоненты вектора смещений для симметричной моды имеют вид:

$$U_x = U_0 \left[\frac{ch(qz)}{sh(qh)} - \frac{2qs}{(K^2 + s^2)} \frac{ch(sz)}{sh(sh)} \right] e^{i(Kx - \Omega t)},$$
$$U_z = -iU_0 \frac{q}{K} \left[\frac{sh(qz)}{sh(qh)} - \frac{2K^2}{(K^2 + s^2)} \frac{ch(sz)}{sh(sh)} \right] e^{i(Kx - \Omega t)},$$
(1)

Поле смещений для антисимметричной моды Лэмба дается соотношениями:

$$U_x = U_0 \left[\frac{sh(qz)}{ch(qh)} - \frac{2qs}{(K^2 + s^2)} \frac{sh(sz)}{ch(sh)} \right] e^{i(Kx - \Omega t)},$$
$$U_z = -iU_0 \frac{q}{K} \left[\frac{ch(qz)}{ch(qh)} - \frac{2K^2}{(K^2 + s^2)} \frac{ch(sz)}{ch(sh)} \right] e^{i(Kx - \Omega t)}.$$
(2)

УЗ волна (1) и (2) создает периодическую в пространстве и во времени решетку диэлектрической проницаемости вдоль оси X и пространственно-неоднородную вдоль оси Z .

Решение волнового уравнения для дифрагированного поля электромагнитной волны в слое имеет вид:

$$E = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} A_m(z) \exp[i(K_{mz}z - \omega_m t - \pi m / 2)], \quad (3)$$

При $k_{0z} \approx K / 2$ из совокупности (3) дифрагированных волн выделяют две наиболее существенные с дифракционными порядками $m = 0$ и $m = -1$. Сшивая напряженности электрического и магнитных полей в слое [1, 2], а также в областях $x < 0$ и $x > h$, находим коэффициенты отражения и пропускания дифрагированных волн на границе слоя.

Численные расчеты проводились для плоскопараллельного слоя из плавящего кварца (SiO_2) в случае дифракции линейно поляризованного излучения $He-Ne$ – лазера s -поляризации с длиной волны $\lambda_0 = 0,6328$ мкм на симметричных и антисимметричных УЗ волнах Лэмба различных порядков.

Зависимости коэффициентов пропускания T_{1s} дифрагированной волны первого порядка для дифракции на девятой (а) и десятой (б) антисимметричной моде Лэмба, возбуждаемой в пластинке из плавящего кварца, от толщины пластинки h и амплитуды деформации УЗ волны U представлены на рисунке 1.

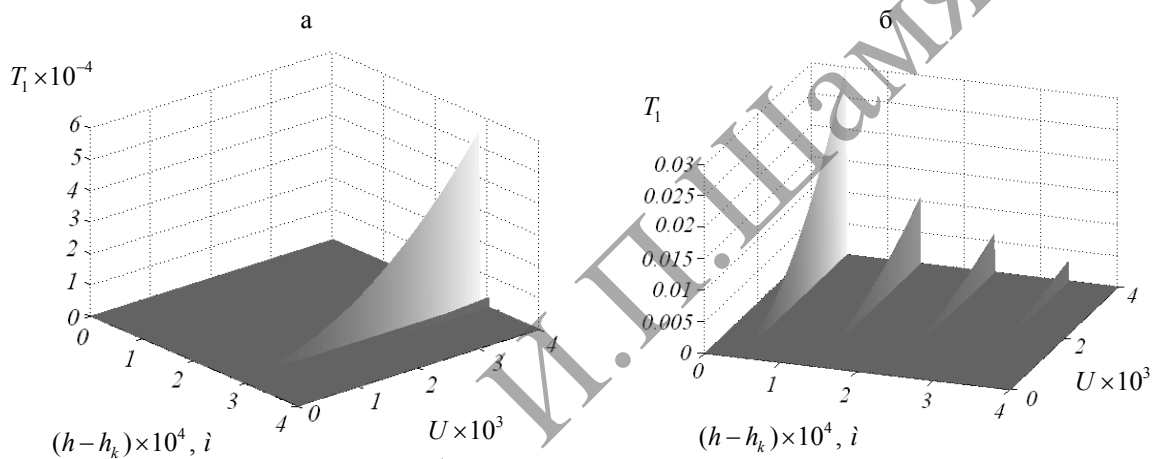


Рисунок 1 – Зависимость коэффициента пропускания T_{1s} от амплитуды деформации УЗ волны U и толщинах слоя h для антисимметричных мод Лэмба

Из рисунка следует, что коэффициент пропускания T_{1s} достигает максимального значения лишь в узком интервале толщин пластины $\Delta h \sim 0,01$ мм. При увеличении амплитуды деформации U коэффициент пропускания возрастает, достигая максимального значения. Максимальный коэффициент пропускания $T_{1s} = 0,03$ достигается для антисимметричной моды Лэмба порядка $\kappa = 10$. Это объясняется тем, что для этой моды толщина пластинки, равная длине АО взаимодействия, соответствует оптимальной эффективности брэгговской дифракции света в слое вследствие фотоупругого эффекта.

Аналогичные исследования проведены и для симметричных волн Лэмба. Расчеты показали, что зависимость коэффициента пропускания T_{1s} от толщины слоя h также имеет резонансный характер; максимальное значение T_{1s} достигается в узком интервале толщины пластинки $\Delta h \sim 0,01$ мм. Максимальный коэффициент пропускания $T_{1s} = 0,0003$ достигается для симметричной моды Лэмба порядка $\kappa = 9$. Это объясняется оптимальными условиями АО взаимодействия на сдвиговой УЗ составляющей в слое вследствие фотоупругого эффекта для данной моды.

Акустооптический метод позволяет осуществить диагностику ультразвуковых волн Лэмба высоких порядков в режиме дифракции Брэгга. Наибольший интерес представляют прошедшие дифрагированные волны первого порядка, для которых достигается наибольшая глубина акустооптической модуляции. В случае дифракции света на низших модах Лэмба, включая основную (s_0, a_0), наибольший вклад в эффективность дифракции света вносит не фотоупругий эффект, а искривления границ слоя и рассмотренная выше теория не применима [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Кулак, Г.В. Дифракция света на ультразвуке в условиях френелевского отражения / Г.В. Кулак // Опт. и спектр. – 1994. – Т. 76, № 6. – С. 1027–1029.
2. Кулак, Г.В. Дифракция света на ультразвуковых волнах Лява / Г.В. Кулак, Т.В. Николаенко, П.И. Ропот // Опт. и спектр. – 2008. – Т. 104, № 3. – С. 508–512.
3. Викторов, И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике / И.А. Викторов. – М.: Наука, 1966. – 167 с.
4. Diodati, P. Lamb wave reflection at the plate edges / P. Diodati, G. Tassi, A. Alippi // Appl. Phys. Lett. – 1985. – V. 47, № 6. – P. 573–575.
5. Ярив, А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх. – М.: Мир, 1987. – 616 с.

МГТУ им. И.П.Шамякина