АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIV 1988 Вып. 1

УДК 534.16;539.2

ПОВЕРХНОСТНЫЕ УПРУГИЕ ВОЛНЫ В СИСТЕМЕ СЛОЙ-ПОДЛОЖКА КАК АКУСТИЧЕСКИЙ АНАЛОГ ДВУМЕРНЫХ ПЛАЗМОНОВ

Косевич Ю. А., Сыркин Е. С.

На примере поверхностных сдвиговых волн, распространяющихся в системах слой-подложка, проанализированы условия, при которых закон дисперсии этих волн имеет вид, характерный для двумерных плазмонов.

Система слой-подложка находит широкое применение в акустических исследованиях, поскольку подбором параметров можно влиять на спектральные и дисперсионные характеристики упругих волн в ней. При варьировании параметров в такой системе могут возникать поверхностные волны с необычным для акустики законом дисперсии. Дело в том, что упругое взаимодействие колебаний, передаваемое подложкой, является дальнодействующим и во многом аналогично электромагнитному. Известно, что дальнодействующее кулоновское взаимодействие между электромагнитными колебаниями в двумерной электронной системе приводит к специфическому закону дисперсии таких колебаний $\omega \sim k^{1/2}$ — двумерные плазмоны [1—3]. В настоящей работе показано, что и в системе слой-подложка при определенных условиях закон дисперсии поверхностных акустических волн приобретает аналогичный вид, что также обусловлено дальнодействующим упругим взаимодействием, передаваемым через подложку. Наличие такого простого дисперсионного соотношения поверхностных волн удобно для их экспериментального обнаружения и исследования. Благодаря контролируемой дисперсии рассматриваемые волны могут найти применение и в акустоэлектронных устройствах (фильтры, дисперсионные линии задержки и т. д.).

Рассмотрим для примера сдвиговую поверхностную акустическую волну с горизонтальной поляризацией (волну Лява), распространяющуюся в системе слой анизотропного кристалла на полубесконечной анизотропной подложке. Используя уравнения теории упругости [4] для обеих сред и обычные граничные условия — равенство нулю нормальных компонент тензора напряжений на свободной границе слоя и непрерывность смещений и поверхностных напряжений на границе раздела, — получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\rho_0 s_{\perp 0}^2 \sqrt{\frac{s_{0\parallel}^2}{s_{0\perp}^2} k^2 - \frac{\omega^2}{s_{0\perp}^2}} = \rho s_\perp^2 \sqrt{\frac{\omega^2}{s_\perp^2} - k^2 \frac{s_\parallel^2}{s_\perp^2}} \operatorname{tg}\left(\sqrt{\frac{\omega^2}{s_\perp^2} - k^2 \frac{s_\parallel^2}{s_\perp^2}}\, h \right). \tag{1}$$

В уравнении (1) ω и k — частота и волновой вектор, h — толщина слоя, ρ, ρ_0 — плотности сред, $S_\parallel$, $S_{0\parallel}$ — скорости объемных поперечных упругих волн, поляризованных перпендикулярно сагиттальной плоскости, в направлении, параллельном границе раздела, $s_\perp$ и $s_{0\perp}$ — соответственно скорости в направлении, перпендикулярном к границе (индекс «0» относится к подложке). Различие в общем случае скоростей сдвиговых волн в направлениях, параллельном и перпендикулярном границе, связано с упругой анизотропией слоя и подложки. Подчеркнем, что соотношение (1) справедливо, если в системе анизотропный слой на анизотропной подложке сагиттальная плоскость волны является плоскостью зеркальной симметрии в обеих средах. Из уравнения (1) следует, что у наиболее низко-

частотной моды (с нулевой критической частотой) может существовать интервал волновых чисел (либо частот), в котором закон дисперсии волны Лява аналогичен закону дисперсии двумерных плазмонов, при выполнении условий

$$s_{\parallel} \ll s_{0\parallel}, \tag{2}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho}\frac{s_{0\perp}}{s_{0\parallel}} \ll kh \ll \min\left\{\frac{\rho s_{\perp}^2}{\rho_0 s_{0\perp} s_{0\parallel}}, \frac{\rho_0 s_{0\perp} s_{0\parallel}}{\rho s_{\parallel}^2}\right\} \tag{3}$$

закон дисперсии рассматриваемой волны имеет вид

$$\omega^2 = k\frac{\rho_0 s_{0\perp} s_{0\parallel}}{\rho h}. \tag{4}$$

Проанализируем условия (2), (3) существования аналога двумерных плазмонов для различных акустических систем.

В простейшем случае изотропного слоя на изотропной подложке имеем $s_{0\perp}=s_{0\parallel}=s_0$, $s_{\perp}=s_{\parallel}=s$. Поскольку $\min\{\rho s^2/\rho_0 s_0^2, \rho_0 s_0^2/\rho s^2\}\leqslant 1$, то, как видно из (2), (3), волна Лява с законом дисперсии (4) может существовать в этой системе только при условии

$$\rho_0 \ll \rho, \quad s \ll s_0, \tag{5}$$

т. е. в случае очень тяжелого сильно замедляющего слоя.

В случае анизотропного слоя на изотропной подложке имеем $s_{0\perp}=s_{0\parallel}=s_0$, $s_{\perp}\neq s_{\parallel}$. В этой системе волна Лява с законом дисперсии (4) может существовать и без таких (5) жестких ограничений на плотность слоя. Действительно, в случае слоя сильно анизотропного кристалла, в котором $s_{\perp}\gg s_{\parallel}$, из (3) следует ограничение на плотность вида

$$\frac{\rho_0}{\rho} \ll \frac{s_{\perp}}{s_{\parallel}}, \tag{6}$$

т. е. при выполнении условия $s_{\perp}\gg s_0\gg s_{\parallel}$ плотности соприкасающихся сред могут быть близки. Предельные законы дисперсии волны Лява при $kh\gg 1$, $kh\ll 1$ в случае слоя сильно анизотропного кристалла на изотропной подложке проанализированы в работе [5].

Еще бóльшие возможности для расширения области существования волн Лява с законом дисперсии (4) реализуются в системе анизотропный слой на анизотропной подложке. Такая волна может существовать, в частности, в системе, состоящей из двух сильно анизотропных кристаллов, составленных таким образом, что

$$s_{0\perp}=s_{\parallel}\ll s_{0\parallel}=s_{\perp} \quad (\rho_0=\rho). \tag{7}$$

При выполнении условий (7) закон дисперсии (4) имеет место в следующем интервале длин волн:

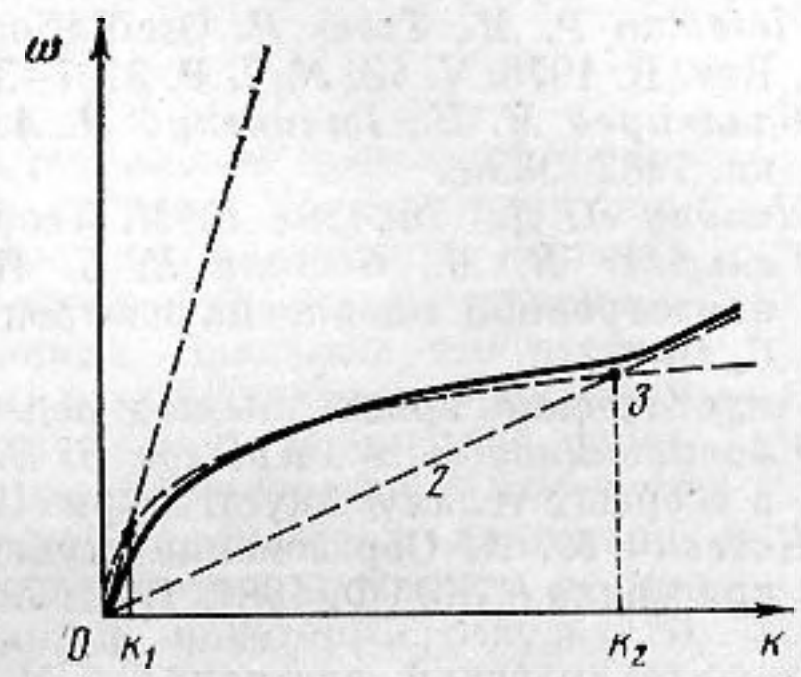
$$\frac{s_{0\perp}}{s_{0\parallel}} \ll kh \ll \frac{s_{0\parallel}}{s_{0\perp}}, \tag{8}$$

который можно расширять увеличением упругой анизотропии соприкасающихся кристаллов. Ситуацию (7) можно реализовать, используя в качестве сильно анизотропного кристалла акустический кристалл парателлурит TeO_2 [6]. В этом тетрагональном кристалле $c_{44}\gg(c_{11}-c_{12})/2$ и условие (7) реализуется, если граница подложки (110) соединена со слоем, ограненными плоскостями (001), таким образом, что направление [001] в подложке совпадает с направлением [110] в слое и определяет направление распространения волны Лява. Сагиттальная плоскость этой волны совпадает с общей плоскостью $(1\bar{1}0)$ подложки и слоя, волна поляризована соответственно вдоль $[1\bar{1}0]$, при этом $s_{0\perp}=s_{\parallel}=[(c_{11}-c_{12})/2\rho]^{1/2}\ll s_{0\parallel}=s_{\perp}=(c_{44}/\rho)^{1/2}$, ($c_{ik}$ — модули упругости). Вид закона дисперсии нулевой гармоники волны Лява при произвольных значениях волнового числа в случае (7) приведен на фигуре. На участке между k_1 и k_2 эта волна имеет закон дисперсии (4), аналогичный закону дисперсии двумерных плазмонов.

Обратим внимание, что при выполнении условия $(\omega^2-k^2s_{\parallel}^2)^{1/2}h/s_{\perp}\ll 1$ дисперсионное уравнение (1) принимает вид

$$\rho_0 s_{0\perp}^2\sqrt{\frac{s_{0\parallel}^2}{s_{0\perp}^2}k^2-\frac{\omega^2}{s_{0\perp}^2}}=\rho_s(\omega^2-k^2s_{\parallel}^2), \tag{9}$$

где величина $\rho_s=\rho h$ имеет смысл плотности слоя, приходящейся на единицу поверхности. В таком виде уравнение (9) справедливо и для слоев толщиной вплоть до атомной. В случае поверхностных слоев такой толщины уравнение вида (9) для поверхностных сдвиговых волн может быть



Закон дисперсии нулевой гармоники волны Лява в системе двух одинаковых сильно анизотропных кристаллов в случае (7) – сплошная линия, пунктирные линии описывают предельные законы дисперсии: *1* – $\omega(k)=s_{0\parallel}k$, *2* – $\omega(k)=s_{0\perp}k$, *3* – $\omega(k)=\left(\frac{s_{0\perp}s_{0\parallel}}{h}k\right)^{1/2}$, $k_1=\frac{s_{0\perp}}{s_{0\parallel}}\frac{1}{h}$, $k_2=\frac{s_{0\parallel}}{s_{0\perp}}\frac{1}{h}$ $(s_{0\perp}\ll s_{0\parallel})$

получено из теории упругости с учетом атомных приповерхностных искажений (капиллярных эффектов) [7, 8].

При наличии на анизотропной подложке тонкого слоя толщиной порядка атомного закон дисперсии поверхностных сдвиговых волн имеет вид

$$\omega^2=\frac{k(s_{0\perp},s_{0\parallel})}{\rho_s}, \tag{10}$$

если выполняются следующие условия:

$$\frac{\rho_0}{\rho_s}\frac{s_{0\perp}}{s_{0\parallel}}\ll k\ll\frac{1}{a},\qquad s_{\parallel}\ll s_{0\parallel} \tag{11}$$

(a – межатомное расстояние).

Область существования закона дисперсии (10) для таких поверхностных слоев наиболее широкая в случае тяжелого примесного слоя на сильно анизотропной подложке ($s_{0\perp}\ll s_{0\parallel}$).

В рамках теории упругости с учетом капиллярных эффектов можно также проследить за возникновением поверхностных упругих волн с законом дисперсии $\omega\sim k^{1/2}$ в системе тяжелый слой – подложка и для волн, поляризованных в сагиттальной плоскости (рэлеевская поляризация). В качестве подложки для исследования поверхностных упругих волн с законом дисперсии вида (10), обусловленных атомными примесными слоями, можно использовать базисную грань слоистого графита.

Аналогичное рассмотрение можно провести и для поверхностных волн, распространяющихся в тройной акустической системе $A-B-A$. В такой системе дисперсионное уравнение для сдвиговых поверхностных волн с горизонтальной поляризацией имеет вид (1) с точностью до замены h на $H/2$, где H – толщина промежуточного слоя (параметры с индексом «0» относятся к двум полубесконечным анизотропным средам A). Следовательно, с точностью до указанной замены остаются справедливыми формулы (1), (3), (4), (8), а также вид закона дисперсии, приведенный на фигуре.

Любопытно отметить, что в спектре электромагнитных волн, локализованных вблизи диэлектрической пластины (находящейся в вакууме), также возможно существование интервала частот, в котором закон дисперсии поверхностных волн аналогичен (4). Так, в случае большой диэлектрической проницаемости пластины $\varepsilon\gg 1$ в интервале длин волн $1/\varepsilon\ll kH\ll 1$ из двух мод с нулевыми критическими частотами у более низкочастотной закон дисперсии имеет вид $\omega^2=2c^2k/\varepsilon H$, где c – скорость света, H –

толщина пластины. При этом дисперсионное соотношение при произвольных k сохраняет вид, приведенный на фигуре.

Таким образом, проведенное рассмотрение демонстрирует общность влияния дальнодействующего характера упругих и электромагнитных взаимодействий на спектры поверхностных (локализованных) волн в системе слой-подложка.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Fetter A. L.* Electrodynamics and thermydynamics of a classical electron surface layer // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. № 9. P. 3739–3745.
2. *Platzman P. M., Tzoar H.* Oscillations of a two-dimensional classical plasma // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. № 7. P. 3197–3198.
3. *Балакирев М. Н., Гилинский И. А.* Волны в пьезокристаллах. Новосибирск.: Наука. 1982. 238 с.
4. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. М.: Наука. 1965. 202 с.
5. *Гельфгат И. М., Сыркин Е. С.* Поверхностные акустические волны в сильно анизотропной пленке на изотропной подложке // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 19–22.
6. Акустические кристаллы/под ред. Шаскольской М. П. М.: Наука. 1982.
7. *Красильников В. А., Крылов В. В.* К теории гиперзвуковых поверхностных волн в твердых телах // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 5. С. 732–734.
8. *Косевич Ю. А.* Образование ступени и взаимодействия дефектов на поверхности кристалла // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 6. С. 2247–2257.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук УССР

Поступила в редакцию
27.IV.1987