

до $Sh \sim 6 \cdot 10^{-1}$. Для больших значений чисел Струхала подобие спектров псевдозвуковых пульсаций давления и их монотонный спад нарушаются. Для выяснения природы высокочастотных пульсаций были поставлены корреляционные измерения, которые показали, что эти пульсации имеют звуковой характер. (На частотах выше 1 кГц приемники из-за пространственного усреднения ослабляют псевдозвуковую составляющую сигнала и начинают воспринимать звук, эффективность генерации которого при наличии препятствия на стенке резко возрастает [2].)

Обсудим полученные спектральное и пространственное распределения псевдозвуковых пульсаций давления на основе имеющихся сведений о структуре осредненного течения. Согласно работе [3], отрыв пограничного слоя при обтекании прямого уступа происходит на расстоянии порядка высоты выступа, так что максимальные пульсации давления, регистрируемые приемником I являются следствием отрыва пограничного слоя. Весьма низкочастотный характер пульсаций обусловлен, видимо, тем обстоятельством, что точка отрыва, не фиксированная геометрией выступа, осциллирует из-за нестационарного характера течения. Это приводит к тому, что в месте отрыва присутствуют интенсивные низкочастотные пульсации, соответствующие числам Струхала порядка 10^{-2} . Отметим, что при обтекании обратного уступа максимальные уровни пульсаций давления образуются в области присоединения свободной зоны смещения, начало которой фиксировано острой задней кромкой, а спектр этих пульсаций имеет область некоторых характерных частот, соответствующих числам Струхала 0,1—0,2 [4]. Таким образом, прямой уступ в отличие от обратного эффективнее порождает низкочастотные пульсации давления. Поскольку застойная область для прямого уступа выражена гораздо слабее, каких-либо понижений пульсаций давления в этом случае не было обнаружено.

Авторы признательны Л. М. Лямшеву за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Грешилов, А. В. Евтушенко, Л. М. Лямшев. О спектральных характеристиках пристеночных пульсаций давления при отрыве пограничного слоя за выступом на гладкой стенке. Акуст. ж., 1969, 15, 1, 33—39.
2. W. C. Meecham. Surface and volume sound from boundary layers. J. Acoust. Soc. America, 1965, 37, 3, 516—522.
3. W. D. Baines. Wind effects on buildings and structures. Proceedings of the conference held at the national physical laboratory. Feddington, Middlesex on 26—28 June, 1963.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
20 мая 1968 г.

УДК 534.26

ОБ УСИЛЕНИИ НЕЗЕРКАЛЬНО ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНЫ

Л. М. Лямшев

В нашем сообщении [1] указывалось, что при падении звуковой волны на тонкую безграничную пьезополупроводниковую пластину в жидкости может возникнуть усиление прошедшей через пластину волны за счет энергии дрейфа носителей заряда в пьезополупроводнике. Реальные пластины всегда имеют конечные размеры. Известно [2], что при некотором угле падения звуковой волны на ограниченную пластину наблюдается сильное отражение звука в обратном направлении, так называемое незеркальное отражение. Эффект незеркального отражения появляется вследствие излучение звука свободными изгибными (продольными) колебаниями пластины, возникающими в результате отражения от края пластины вынужденных изгибных колебаний. Вынужденные колебания в пластине возбуждаются падающей на нее со стороны жидкости звуковой волной. Амплитуда незеркального отражения зависит от того, как быстро затухают свободные изгибные колебания в пластине вследствие излучения их энергии в окружающую среду [2—4].

Если ограниченная пластина будет обладать пьезополупроводниковыми свойствами и появятся условия для обмена энергией между носителями заряда в пьезополупроводнике и свободными изгибными (продольными) колебаниями, указанные колебания в пластине могут не только не затухать, но и нарастать. Это должно привести к усилению незеркально отраженной волны.

Указанные соображения вытекают из анализа строгого решения задачи о дифракции плоской звуковой волны на полубесконечной упругой пластине, если допустить, что пластина имеет пьезополупроводниковые свойства. Действительно, для потенциала $\Phi_{\text{зад}}$ поля незеркально отраженной волны в случае обыкновенной (не-

пьезополупроводниковой) однородной полубесконечной пластины мы имеем выражение (см., например, работу [4]):

$$\varphi_{\text{рад}} = \frac{ak_f^2}{k^3} \frac{k_z}{2^{1/2}K_+(-k_x)} F(k_x, k_f) \exp \left\{ i \left[kR \cos(\theta - \theta_1) - \frac{\pi}{4} - \omega t \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь $a = 2\rho / \rho_p h$, $k = \omega / c$, $k_f = \omega / c_f$, $k_x = k \sin \theta_0$, $k_z = k \cos \theta_0$, $R^2 = x^2 + z^2$, $x = R \sin \theta$, $z = R \cos \theta$, c — скорость звука, ρ — плотность жидкости, θ_0 — угол падения плоской волны на пластину, ρ_p — плотность, h — толщина и c_f — скорость изгибных волн в пластине, $K_+(-k_x)$ и $F(k_x, k_f)$ — некоторые функции, явный вид которых нас интересовать не будет, а их значения можно найти в работе [4]. Значение угла незеркального отражения θ_1 определяется из условия $\sin \theta_1 = -k_p / k$, где

$$k_p = k_f + i \frac{1}{4} k_f a (k^2 - k_f^2)^{-1/2}. \quad (2)$$

Нетрудно видеть, что выражение (1) описывает плоскую волну, распространяющуюся в направлении θ_1 и затухающую в направлении отрицательных значений x .

Заметим, что выражение (1) справедливо и для пьезополупроводниковой пластины. При этом надо иметь в виду, что k_f в этом случае является волновым числом для изгибных колебаний в такой пластине.

Величина k_p является корнем дисперсионного уравнения изгибных колебаний тонкой пластины в жидкости. Если пластина обладает пьезополупроводниковыми свойствами, то k_p определяется равенством (см. работу [1])

$$k_p = k_f + i \frac{1}{4} k_f a (k^2 - k_f^2)^{-1/2} - \frac{1}{4} k_f \delta, \quad (3)$$

причем

$$\text{Im } \delta = -K_{\perp}^2 (1 - p) \varepsilon_0 \frac{\frac{\omega_0^2}{\omega \nu} (1 - \beta)}{\varepsilon_0 (1 - \beta)^2 + \frac{\omega_0^4}{\omega^2 \nu^2} \left[1 + \varepsilon_0 \frac{2\omega r_0^2}{hc_{\perp}} \sqrt{6(1 - p)} \right]^2} \quad (4)$$

где ω_0 — плазменная частота носителей заряда, r_0 — дебаевский радиус, K_{\perp} — коэффициент электромеханической связи для сдвиговых волн в пьезополупроводнике, c_{\perp} — скорость сдвиговых волн, ν — частота соударений, ε_0 — диэлектрическая проницаемость, p — коэффициент Пуассона пластины, $\beta = v_{\perp} / c_f$, $v_{\perp} = \mu E_{\perp}$ — скорость дрейфа носителей, μ — подвижность носителей и E_{\perp} — напряженность электрического поля.

Как видно из выражения (4), при некотором значении $\beta = \beta_{\text{кр}} > 1$ знак мнимой части δ может измениться на обратный и величина k_p в формуле (3) может оказаться либо вещественной, либо комплексной с отрицательной, а не положительной мнимой частью. В этом последнем случае выражение (1) будет описывать плоскую звуковую волну, нарастающую в направлении отрицательных значений x . Таким образом, незеркально отраженная волна в жидкости будет усиливаться за счет дрейфа носителей заряда в пьезополупроводнике.

Из формулы (4) видно, что если направление дрейфа носителей заряда изменить на противоположное, сохранив величину скорости дрейфа, то это приведет к дополнительному увеличению затухания свободной изгибной волны и, казалось бы, в этом случае усиление незеркально отраженной волны невозможно. Однако появится возможность усиления вынужденной изгибной волны. Действительно, в этом последнем случае можно показать, что если скорость распространения падающей звуковой волны вдоль пластины окажется практически равной скорости изгибных колебаний в пластине, функция $K_+(-k_x)$ обращается в нуль и значение потенциала $\varphi_{\text{рад}}$ незеркально отраженной волны устремляется к бесконечности.

Следовательно, можно ожидать усиления незеркально отраженной волны при любом направлении дрейфа носителей заряда либо вследствие усиления свободной изгибной волны, отраженной от края пластины, либо вследствие усиления вынужденных изгибных колебаний, возбуждаемых в пластине падающей звуковой волной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Лямшев. Прохождение звука через пьезополупроводниковую пластину в жидкости. Акуст. ж., 1968, 14, 3, 466—469.
2. Л. М. Лямшев. Отражение звука тонкими пластинами и оболочками в жидкости. М., Из-во АН СССР, 1955.
3. Л. М. Лямшев. Дифракция звука на полубесконечной упругой пластине в движущейся среде. Акуст. ж., 1966, 8, 12, 340—345.
4. G. Lamb. Diffraction of a plane sound wave by a semi-infinite thin plate. J. Acoust. Soc. America, 1959, 31, 3, 923—928.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
7 августа 1968 г.