

Возбуждение акустических полей с орбитальным угловым моментом в цилиндрических резонаторах с некоаксиально подсоединенными волноводами

А.С. Пилипчук, А.А. Пилипчук

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Российская Федерация

Artem-S-Pilipchuk@iph.krasn.ru

В литературе было предложено большое количество различных структур для генерации акустических полей с орбитальным угловым моментом (ОУМ) [1-4], однако подавляющее их большинство имеет либо непростую геометрию, либо высокую сложность изготовления. Мы предлагаем простую систему, позволяющую добиться аналогичных результатов — на основе единственного цилиндрического резонатора.

Система представляет собой цилиндрический акустический резонатор радиуса R с некоаксиально присоединенными к его торцам волноводами меньшего радиуса $r_1 < r_2 < R$, как показано на рис.1. Причем один из торцов резонатора может двигаться вдоль его оси, изменяя длину резонатора, и поворачиваться на угол $\Delta\phi$, смещая оси волноводов друг относительно друга. Такая система может быть легко изготовлена для проведения реального эксперимента с использованием поршневых волноводов, плотно прилегающих к стенкам резонатора. В основе механизма генерации акустического поля с орбитальным угловым моментом одним цилиндрическим резонатором лежит несколько важных принципов.

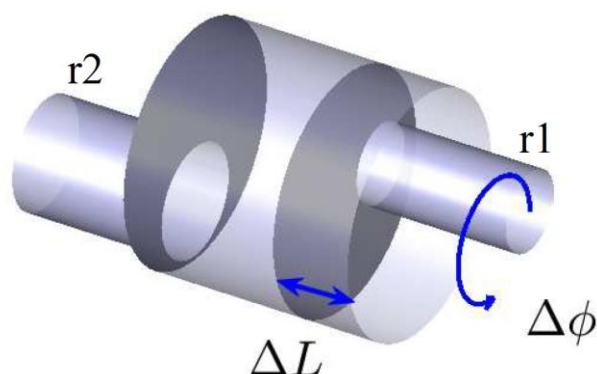


Рис. 1. Цилиндрический акустический резонатор с некоаксиально подключенными к его торцам волноводами меньшего радиуса.

Во-первых, волноводы должны быть подключены к торцам резонатора некоаксиально. Распространяющиеся в волноводах моды характеризуются двумя индексами (квантовыми числами): орбитальным индексом p (орбитальный угловой момент (ОУМ)) и радиальным индексом q , в то время как собственные моды резонатора - тремя - mnl (орбитальным, радиальным и аксиальным, соответственно). Из-за некоаксиального подключения волноводов к резонатору угловой момент не сохраняется, и инжектируемая в систему волна с нулевым орбитальным индексом возбуждает собственные состояния резонатора с ненулевым орбитальным индексом.

Во-вторых, должна иметь место конверсия из канала с нулевым ОУМ ($p = 0$) в каналы с ненулевым ОУМ ($p \neq 0$). Количество открытых для распространения в волноводах каналов определяется количеством действительных волновых чисел:

$$k_{pq}^C = \sqrt{\omega^2 - \left(\mu_{pq}/r_C\right)^2}, \quad (1)$$

где ω - частота, C нумерует волноводы, а μ_{pq} - корни уравнения

$$\left. \frac{dJ_p(\mu_{pq}\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=r_C}, \quad (2)$$

возникающего из-за граничных условий Неймана на стенках волноводов при решении уравнения Гельмгольца, где J - функция Бесселя. Если частота удовлетворяет условию $\mu_{11}/r_1 > \omega > \mu_{11}/r_2$, подводящий волновод поддерживает единственную распространяющуюся моду ($p=0, q=1$), а выводящий - уже три ($p=0, q=1, p=\pm 1, q=1$).

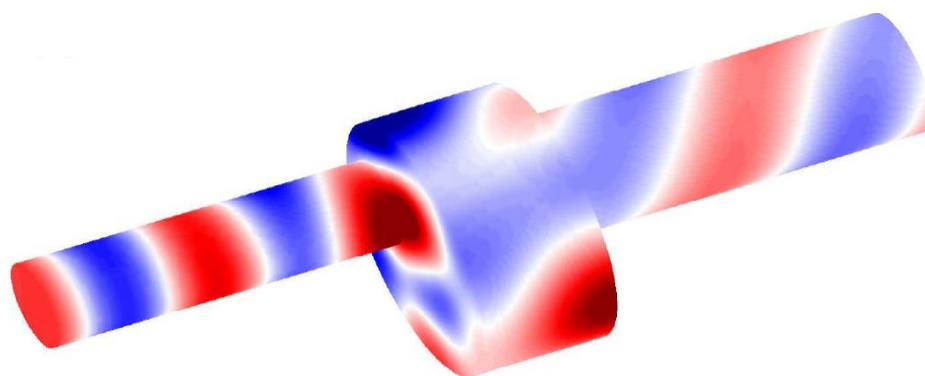


Рис. 1. Распределение акустического поля на поверхности системы в точке с максимальной конверсией.

В-третьих, оси волноводов должны быть сдвинуты друг относительно друга на некоторый угол $\Delta\phi$, как показано на рис.1. В работе [5] было показано, что при $\Delta\phi \neq 0$ акустический поток внутри резонатора начинает закручиваться. Численные расчеты показывают, что в рассмотренном случае коэффициенты трансмиссии $t_{01;11}$ и $t_{01;-11}$ не совпадают, вследствие чего акустический поток, прошедший через систему, продолжает вращаться (см. рис.2).

Все численные расчеты проводились с использованием акустической теории связанных мод, которая является адаптацией метода неэрмитового эффективного гамильтониана, хорошо себя зарекомендовавшего в области квантовой механики и оптики, к граничным условиям Неймана [6].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-32-00234.

ЛИТЕРАТУРА

1. B.T. Hefner and P.L. Marston. // The Journal of the Acoustical Society of America. 1999. V. 106. No 4. P. 3313-3316.
2. S. Gspan et al. // The Journal of the Acoustical Society of America. 2004. V. 115. P. 1142-1146.
3. R. Marchiano, J.L. Thomas. // Physical Review E. 2005. V. 71. P. 066616.
4. X. Jiang et al. // Physical Review Letters. 2016. V. 117. P. 034301.
5. A.A. Lyapina, A.S. Pilipchuk, A.F. Sadreev. // Journal of Sound and Vibration. 2018. V. 421. P. 48-60.
6. D.N. Maksimov et al. // Wave Motion. 2015. V. 56. P. 52-66.