

# Взаимодействие электромагнитных волн типа волн шепчущей галереи с акустическими волнами в конусных кварцевых стержнях

В.А.Сычугов\*, Л.Н.Магдич\*\*, В.П.Торчигин\*\*\*

*Проанализировано распространение волн шепчущей галереи в динамическом резонаторе, образованном конусным кварцевым стержнем и движущейся вдоль его оси плоской границей раздела двух областей стержня с различными показателями преломления. Показано, что предельный сдвиг частоты света в таком резонаторе определяется его добротностью и достижимым скачком показателя преломления. Рассмотрена возможность использования звуковых волн для реализации динамического резонатора.*

**Ключевые слова:** акустооптика, шепчущие моды, преобразование частоты.

## 1. Введение

На практике часто возникает необходимость сильно увеличить частотный сдвиг оптического сигнала. Самый простой путь для этого – использование акустооптической дифракции Рамана – Ната, при которой лучи, дифрагирующие в высшие порядки, сдвинуты на частоту  $kf$  ( $k$  – порядок дифракции,  $f$  – частота звука). Однако эффективность этого метода увеличения сдвига частоты довольно мала. Большую эффективность можно получить в режиме брэгговской дифракции. Известны несколько методов решения этой задачи [1 – 3].

В работе [3], например, сообщается об экспериментальной реализации пятикратного увеличения частотного сдвига с использованием брэгговского режима дифракции на базе одной акустооптической (АО) ячейки. В работе [4] была предложена АО ячейка, в которой, согласно приведенным оценкам, частотный сдвиг может превышать  $10^3 f$ . Одной из разновидностей такой ячейки является кварцевый конусный стержень, вдоль оси которого распространяются акустическая волна и оптическая волна типа волн шепчущей галереи.

Поскольку экспериментальная реализация подобной ячейки требует понимания всех тонкостей АО взаимодействия, настоящая работа посвящена детальному описанию этого процесса в предположении, что частотный сдвиг обусловлен эффектом Доплера и полным внутренним отражением света на движущемся скачке показателя преломления.

## 2. Распространение волн шепчущей галереи в конусном стержне

Волны шепчущей галереи в диэлектрическом стержне являются аналогом волноводных мод диэлектрического

волновода [5, 6] и так же как моды волновода характеризуются эффективным показателем преломления  $n^*$  и специфическим поперечным распределением электромагнитного поля. Эффективный показатель преломления моды  $n^*$  определяется через угол падения  $\theta$  пучка света внутри на цилиндрическую поверхность стержня (рис.1):

$$n^* = n \sin \left( \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{N} \right) = n \cos \frac{\pi}{N}, \quad (1)$$

где  $N$  – число отражений пучка света при однократном обходе стержня;  $n$  – показатель преломления материала стержня. На рис.1,б представлена зависимость  $n^*$  от числа  $N$ . При большом числе отражений она хорошо ап-

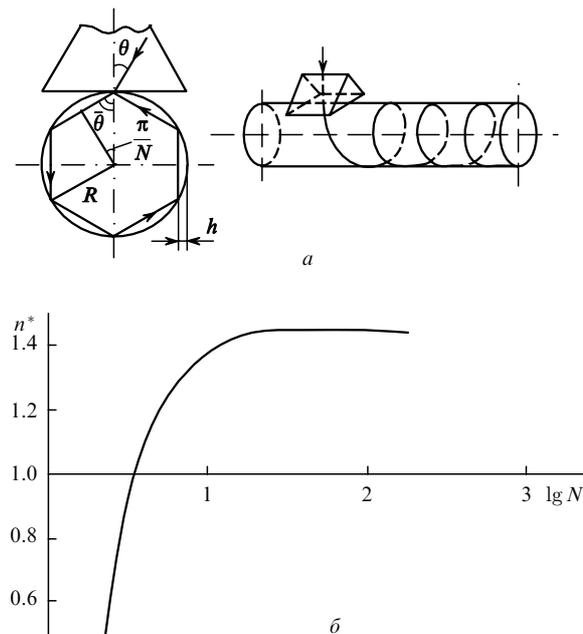


Рис.1. Траектория луча света, представляющего волну шепчущей галереи, в цилиндрическом кварцевом стержне (а) и зависимость  $n^*$  для волны шепчущей галереи от числа отражений луча света от поверхности стержня (б).

\*Институт общей физики РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

\*\*Федеральное государственное унитарное предприятие «НИИ "Полос" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

\*\*\*Институт проблем информатики РАН, Россия, 117872 Москва, Нахимовский просп., 36/1

проксимируется выражением

$$n^* = n \left( 1 - \frac{\pi^2}{2N^2} \right). \tag{2}$$

Параметр  $h$  связан с  $N$  следующим образом:

$$h = R \left( 1 - \cos \frac{\pi}{N} \right) \approx \frac{R\pi^2}{2N^2}, \tag{3}$$

где  $R$  – радиус стержня в точке ввода пучка света.

Для возбуждения волн шепчущей галереи в стержне можно использовать призму, показатель преломления которой превышает показатель преломления  $n$  материала стержня. При введении света в цилиндрический кварцевый стержень под некоторым углом  $\varphi$  к образующей цилиндра волна шепчущей галереи распространяется в стержне по спиральной траектории, причем шаг спирали постоянен. В случае конусного стержня свет также имеет спиральную траекторию, шаг которой уменьшается с каждым витком до тех пор, пока луч света не достигает точки поворота (возврата), после чего он меняет направление своего распространения на противоположное (рис.2). Точка поворота удалена от точки ввода света в стержень на расстояние

$$H = R \frac{1 - \sin \varphi}{\tan \gamma}, \tag{4}$$

где  $2\gamma$  – угол при вершине конуса. Формула (4) получена для волн шепчущей галереи с  $n^*$ , близким к предельному, т. е. когда  $N > 10^2$ .

Отметим здесь, что спиральные траектории луча шепчущей галереи наблюдались нами в экспериментах как с цилиндрическими, так и с коническими кварцевыми стержнями диаметром от 10 до 1.5 мм и углом  $2\gamma$  при вершине конуса, изменяющимся от нуля до  $2^\circ$ . Для возбуждения волн шепчущей галереи использовался He-Ne-лазер ( $\lambda = 0.63$  мкм). В случае конусных стержней при подходящем выборе угла  $\varphi$  обратный ход луча также регистрировался вполне уверенно.

Проведенные эксперименты дают нам основание доверять результатам оптико-геометрического подхода (приближения), используемого здесь для описания рассматриваемого процесса. В точке поворота волна шепчущей галереи движется по нормали к образующей конуса. На обратном пути луч света пересекает плоскость, перпендикулярную оси конуса и проходящую через точку ввода света в стержень. Если данная плоскость является

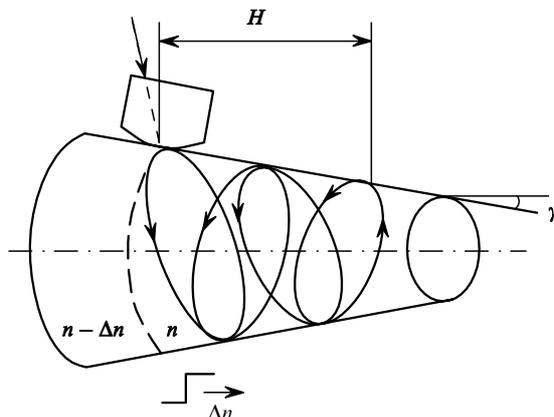


Рис.2. Схема возбуждения «многовитковой» моды конусного резонатора.

границей двух областей стержня с разными показателями преломления и при этом луч находится в области с большим показателем преломления, то при условии, что угол  $\varphi$  превышает критический угол, обусловленный скачком показателя преломления  $\Delta n$  на границе раздела, луч света окажется локализованным. По сути дела, для волны шепчущей галереи возникает резонатор.

Число витков спирали  $W$ , которое необходимо пройти лучу света при однократном проходе резонатора туда и обратно, а также число отражений  $m$  луча от плоской границы раздела (скачка  $\Delta n$ ) определяют тип моды резонатора. Так, например, на рис.2 изображена траектория луча света, представляющего моду с четырьмя витками ( $W = (\pi - 2\varphi)/(2\pi \sin \gamma)$ ), а на рис.3 показана мода с одним витком, но с шестью отражениями от плоской границы раздела сред с различными показателями преломления. Минимально возможный для моды резонатора угол  $\varphi$  падения луча света определяется скачком  $\Delta n$ :

$$\sin \varphi = 1 - \frac{\Delta n}{n}. \tag{5}$$

Это соотношение позволяет выразить  $H$  через  $\Delta n$ :

$$H = \frac{R\Delta n}{n \tan \gamma}. \tag{6}$$

Формула (6) позволяет оценить  $H$ , исходя из параметров АО ячейки. Например, при  $\Delta n = 10^{-4}$ ,  $\gamma = 10^{-2}$ ,  $n = 1.5$  и  $R = 10^3$  мкм  $H = 6.6$  мкм. Если параметры АО ячейки таковы, что выполняется соотношение  $\gamma \leq \pi^{-1}(2\Delta n/n)^{1/2}$ , то мода резонатора является «одновитковой»; в противном случае моде соответствует многовитковая траектория луча. В случае «одновитковой» моды число отражений  $m$  луча от плоской границы резонатора можно оценить из уравнения

$$m = \frac{\pi\gamma}{(2\Delta n/n)^{1/2}}. \tag{7}$$

Для проведенного выше анализа мод конусного резонатора важным является отношение скачка показателя преломления, необходимого для удержания «многовитковой» моды в резонаторе, к скачку, необходимому для удержания «одновитковой» моды,

$$\frac{\Delta n_w}{\Delta n_m} = W^2 m^2, \tag{8}$$

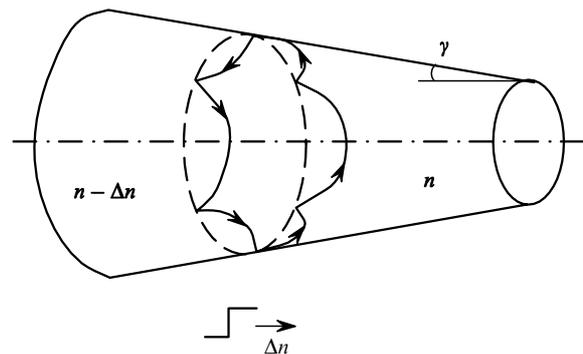


Рис.3. Траектория луча, представляющего «одновитковую» моду, в конусном резонаторе.

из которого следует, что  $\Delta n_w$  существенно больше  $\Delta n_m$ . Так, например, для представленных на рис.2 и 3 мод при одинаковых  $\gamma$  и  $n$  отношение  $\Delta n_w/\Delta n_m = 576$ .

### 3. Динамический конусный резонатор

Предположим теперь, что граница раздела областей конусного стержня с различными  $n$  движется со скоростью  $v$  внутрь конуса, т.е. к точке возврата светового луча. Что будет происходить с волной шепчущей галереи, возбужденной в этом резонаторе? Прежде всего, при отражении света от движущейся границы раздела частота света  $\nu$  будет, согласно эффекту Доплера, увеличиваться:

$$\nu = \nu_0 \left( 1 + \frac{2v}{c} \cos \varphi \right), \quad (9)$$

где  $c$  – скорость света в кварцевом стержне.

Оценим частотный сдвиг волны шепчущей галереи за время ее жизни в динамическом резонаторе. Допустим, что это время  $t = 1$  мкс [7], а скорость  $v = 6 \cdot 10^5$  см/с.

Оценим сначала сдвиг частоты «одновитковой» моды при движении ее внутрь конуса за счет отражений света на движущейся плоской границе раздела сред. Угол падения света на эту границу  $\varphi = \pi/2 - \pi\gamma/m$ , где  $m$  – число отражений света от плоской границы за один полный обход резонатора. При каждом отражении относительный сдвиг частоты

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{2v}{c} \cos \varphi = \frac{2v\pi\gamma}{c m}, \quad (10)$$

а за один проход света по окружности (за один виток)  $\Delta\nu/\nu = 2v/\pi\gamma c$ . За время  $t$  число таких витков  $\bar{W} = tc/(2\pi R)$ .

Отсюда следует, что суммарный сдвиг

$$\Delta\nu = \nu \frac{vt\gamma}{R}, \quad (11)$$

где  $2R = R_0 + R_t$ ;  $R_0, R_t$  – радиус стержня в точках ввода и вывода луча света соответственно. Эта оценка для упомянутого выше случая ( $R = 0.1$  см,  $\gamma = 10^{-2}$ ,  $t = 10^{-6}$  с,  $v = 6 \cdot 10^5$  см/с) дает  $\Delta\nu/\nu = 6 \cdot 10^{-2}$ .

Отметим, что в рассмотренном случае удается получить явную зависимость сдвига частоты от угла  $\gamma$ . Из этой зависимости следует, что при фиксированном времени  $t$  жизни фотонов в резонаторе увеличения частотного сдвига волн шепчущей галереи можно достигнуть путем увеличения угла  $2\gamma$  при вершине конусного стержня. Однако при этом необходимо помнить, что следствием такого изменения угла  $\gamma$  является соответствующее ( $\sim \gamma^2$ ) увеличение  $\Delta n$ .

В ходе анализа частотного сдвига волн шепчущей галереи в динамическом резонаторе остался не затронутым вопрос о возможности стационарного процесса распространения света за точкой поворота луча света. Почему это возможно? Прежде всего потому, что свет от подвижного зеркала отражается иначе, чем от неподвижного. В случае неподвижного зеркала угол отражения света равен углу его падения на зеркало. В случае движущегося зеркала эти углы не равны: угол отражения света от зеркала, движущегося навстречу лучу, меньше

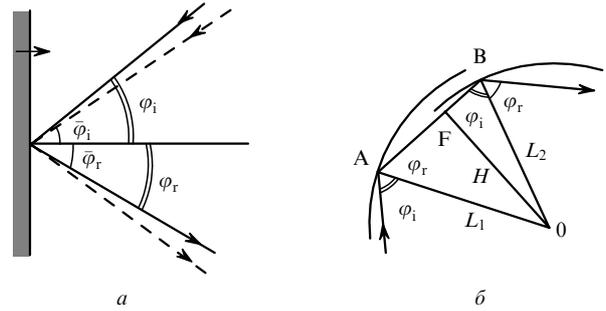


Рис.4. Схема отражения луча света от движущегося зеркала (а) и от движущегося скачка  $\Delta n$  (б).

угла падения света на это зеркало [8]. На рис.4,а показана схема отражения и соответствующие этому процессу углы. Углы  $\bar{\varphi}_{i,r}$  определены в системе координат зеркала и связаны между собой равенством  $\bar{\varphi}_i = \bar{\varphi}_r$ . Углы  $\varphi_{i,r}$  определены в системе координат наблюдателя и связаны с  $\bar{\varphi}_{i,r}$  следующими соотношениями:

$$\sin \bar{\varphi}_i = \frac{\alpha \sin \varphi_i}{1 + (v/c) \cos \varphi_i}, \quad \sin \bar{\varphi}_r = \frac{\alpha \sin \varphi_r}{1 - (v/c) \cos \varphi_r}, \quad (12)$$

$$\alpha = \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2}.$$

Посмотрим, как можно использовать эти соотношения для описания распространения луча света за точкой поворота.

На рис.4,б представлена схема двух последовательных отражений луча света в динамическом конусном резонаторе. Дуги на рис.4,б обозначают положение скачка  $\Delta n$  в различные моменты времени  $t_1$  и  $t_2$  ( $t_1 - t_2 = \tau$ ). Ломаная линия является траекторией луча. Длина пути луча от одного отражения до другого

$$AF + FB = \frac{H}{\tan \varphi_r} + \frac{H}{\tan \varphi_i} = c\tau. \quad (13)$$

Длина пути скачка  $\Delta n$  (подвижного зеркала резонатора)

$$L_1 - L_2 = \frac{H}{\sin \varphi_r} - \frac{H}{\sin \varphi_i} = v\tau. \quad (14)$$

Из соотношений (13) и (14) получаем связь между углами  $\varphi_i$  и  $\varphi_r$ :

$$\frac{v}{c} = \frac{\sin \varphi_i - \sin \varphi_r}{\sin(\varphi_i + \varphi_r)}. \quad (15)$$

Очевидно, что полученная нами связь должна соответствовать законам отражения света. Действительно, если воспользоваться формулами (12), то нетрудно убедиться, что соотношение (15), описывающее по сути процесс проникновения луча света в глубь конуса (за точку поворота), становится тождеством. Это означает, что наше представление о поведении луча света за точкой поворота должно быть следующим: луч света при равномерном движении скачка  $\Delta n$  распространяется в динамическом конусном резонаторе по спиральной траектории в глубь конуса, причем шаг спирали постоянен и опреде-

ляется скоростью  $v$  движения скачка  $\Delta n$ . Образным представлением описываемого здесь процесса является движение серфингиста на морской волне: медленное – к берегу моря и быстрое – вдоль гребня волны.

В заключение этого раздела отметим, что мода занимает в конусном резонаторе пространство объемом

$$V = 2\pi \frac{R^2 \bar{h} \Delta n}{\tan \gamma n}, \tag{16}$$

где  $\bar{h}$  – поперечный размер моды (вдоль радиуса). Если время АО взаимодействия составляет  $t$ , то изменение объема моды за это время равно

$$V_0 - V_t = \Delta V = 2V_0 \frac{vt \tan \gamma}{R} \simeq 2V_0 \frac{vt\gamma}{R}, \tag{17}$$

откуда следует, что

$$\Delta v = v \frac{\Delta V}{2V_0} = v \frac{\Delta S}{2S_0}. \tag{18}$$

Здесь  $S = V/\bar{h}$  – площадь конусной поверхности, ограничивающей моду резонатора. Вид формулы (18) дает основание считать, что она остается справедливой и в случае «многовитковых» мод резонатора.

#### 4. Реализация динамического резонатора

Ранее в работе [9] была показана возможность создания мощной ударной волны внутри цилиндрических стержней, сделанных из различных металлов. Ударная волна возникает в результате облучения торца стержня импульсным лазерным излучением (длительность импульса  $\tau_p \simeq 10 - 20$  нс) с такой длиной волны, излучение с которой сильно поглощается в материале стержня. Быстрый приповерхностный нагрев стержня порождает волну сжатия и следующего за ним разряжения, распространяющуюся вдоль стержня со скоростью звука. Движение фронта этой волны сопровождается скачком показателя преломления, который определяется энергией лазерного импульса и в предельном случае – прочностью материала стержня.

Создание подобного скачка преломления в кварцевом конусном стержне не встречает затруднений, и реализация динамического резонатора в нем представляется вполне возможной. Здесь необходимо отметить, что на практике длительность скачка  $\Delta n$  не является бесконечно малой, поэтому весьма важно выяснить, каково ее влияние на полное внутреннее отражение света от этого скачка. Допустим, что показатель преломления в конусе линейно изменяется вдоль его оси. Приближенно опишем эту зависимость двумя равными скачками показателя преломления. Толщину слоя области с показателем преломления  $n - \Delta n/2$  положим равной  $d$ . Обратимся теперь к рис.5, где представлена развертка поверхности конуса на плоскость. На этой развертке траектория движения волны шепчущей галереи представляется ломаной линией с изломами на границах слоя толщиной  $d$ . Легко видеть, что угол  $\psi$  отражения волны от внешней границы этого слоя зависит от его толщины  $d$ . При достаточно большой толщине  $d$  угол  $\psi$  может стать меньше угла полного внутреннего отражения  $\psi_{cr} = \arcsin[(n - \Delta n)/(n - \Delta n/2)]$ . Наши оценки показывают, что предельная толщина промежуточного слоя

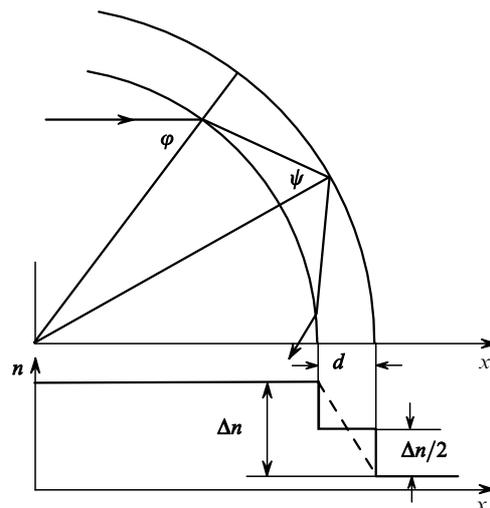


Рис.5. Схема полного внутреннего отражения света в конусном стержне с промежуточным слоем диэлектрика.

$$d_{lim} \simeq \frac{4R\Delta n}{n \tan \gamma} = 4H. \tag{19}$$

Это означает, что протяженность скачка  $\Delta n$  не должна существенно отличаться от размеров моды в конусном резонаторе с мгновенным скачком показателя преломления. Если  $\Delta n = 10^{-4}$ ,  $\gamma = 10^{-2}$ ,  $n = 1.5$ ,  $R = 10^3$  мкм, то  $d$  составляет всего лишь 27 мкм. Временная протяженность этого скачка  $\Delta t = d/v$ , т. е. в нашем примере она достигает 4.5 нс.

Использование мощного лазерного излучения для реализации скачка  $\Delta n$  приводит к тому, что на практике в кварцевом стержне мы имеем движущуюся внутрь конуса область повышенного показателя преломления вполне конечных размеров. Выше мы оценили допустимую толщину  $d$  переходного участка этой области. Однако существование моды в динамическом резонаторе обеспечивается не только отражением света на переходном (или скачкообразном) участке области с повышенным показателем преломления, но также отражением света на конусной поверхности стержня, т. е. прохождением света через точки возврата.

Если точки возврата волны шепчущей галереи лежат вне области с повышенным показателем преломления, то свет будет отражаться на втором переходном участке, т. е. на движущемся участке спада показателя преломления, и в этом случае сдвига частоты волн шепчущей галереи не произойдет. Это означает, что протяженность движущегося «стационарного» участка области повышенного показателя преломления должна превышать размер моды, который уже определен (см. формулу (3)). Для параметра  $D$  – протяженности «стационарного» участка области скачка  $\Delta n$  – представляется разумной следующая оценка:

$$D \geq 2H. \tag{20}$$

Если соотношение (20) выполнено, то протяженность участка спада показателя преломления никак не влияет на сдвиг частоты волн шепчущей галереи.

В связи с приведенными выше оценками возникает вопрос: можно ли использовать для сдвига частоты волн шепчущей галереи акустические волны, которые создают

периодические изменения плотности среды и, следовательно, показателя преломления? На основе проведенного выше анализа требуемой пространственной и временной зависимости скачка  $\Delta n$  можно оценить длину волны звука, необходимую для реализации сдвига частоты волн шепчущей галереи. Эта оценка выражается соотношением

$$L \simeq 10H. \tag{21}$$

Из (21) следует, что для нашего случая ( $\Delta n = 10^{-4}$ ,  $\gamma = 10^{-2}$ ,  $n = 1.5$ ,  $R = 10^3$  мкм) частота звука  $f = 90$  МГц.

При распространении звуковой волны вдоль цилиндрического кварцевого стержня внутри стержня возникает набор слоев с повышенным показателем преломления, чередующихся с таким же набором слоев с пониженным показателем преломления. Толщины этих слоев равны половине длины волны звука. Цилиндрический слой с повышенным показателем преломления для волн шепчущей галереи представляет собой каналный волновод, а набор таких слоев – семейство каналных волноводов.

Если в одном из каналных волноводов возбуждена волна шепчущей галереи, то свет по мере распространения по этому волноводу будет растекаться по всем другим каналным волноводам. Такое растекание света обусловлено туннельной связью волноводов между собой. Интенсивность света в первоначально возбужденном волноводе зависит от координаты по следующему закону:

$$I(z) = J_0^2(2Kz)e^{-\alpha z}, \tag{22}$$

где  $J_0(z)$  – функция Бесселя нулевого порядка;  $K$  – коэффициент связи между двумя соседними волноводами;  $\alpha$  – коэффициент затухания света в волноводе. Если положить, что  $\alpha = 0$ , то при  $2Kz = 13.2$  интенсивность света в волноводе уменьшится в 20 раз, что равносильно сокращению времени жизни света в резонаторе, которое, как уже отмечалось, определяет частотный сдвиг волн шепчущей галереи.

Оценим величину  $K$  в нашем случае ( $\Delta n = 10^{-4}$ ,  $\gamma = 10^{-2}$ ,  $n = 1.5$ ,  $R = 10^3$  мкм,  $f = 90$  МГц и  $\lambda = 1$  мкм). В связи с тем, что поле волны шепчущей галереи локализовано у поверхности кварцевого стержня (в слое толщиной  $h = \lambda/n$ ), хорошим приближением системы каналных волноводов, образованных звуковой волной, будет система прямоугольных каналных волноводов в слое кварца толщиной  $h$ , граничащего с воздухом. Ширину каналных волноводов и промежутков между ними положим равными  $L/2$ . Тогда, согласно работе [10], получим  $K = 0.05$  см $^{-1}$ .

Если в эксперименте сигнал на сдвинутой частоте с уменьшенной в 20 раз интенсивностью может быть зарегистрирован, то достижимый сдвиг  $\Delta\nu/\nu$  будет равен  $4 \cdot 10^{-4}$ . Этот сдвиг частоты более чем в 1000 раз превышает сдвиг, возникающий при однократной брэгговской дифракции света на звуковой волне. Здесь следует отметить, что с увеличением  $\Delta n$  коэффициент связи существенно уменьшается; так, например, при  $\Delta n = 10^{-3}$  коэффициент  $K = 1.6 \cdot 10^{-5}$  см $^{-1}$ , и это соответствует втрое меньшим потерям света в резонаторе, чем исходные потери (когда  $t = 1$  мкс).

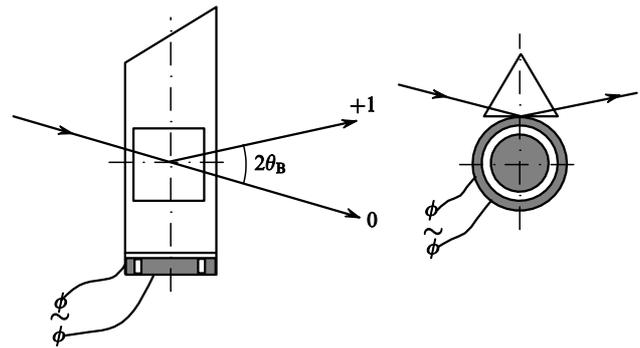


Рис.6. Схема эксперимента по брэгговской дифракции волны шепчущей галереи в цилиндрическом стержне.

В наших первых экспериментах по измерению скачка  $\Delta n$ , порождаемого звуковой волной, мы использовали кварцевые цилиндрические стержни диаметром 2 мм и источники звука ( $f = 40$  МГц) на основе пластин  $\text{LiNbO}_3$ , работающие в импульсном режиме. Было показано, что при электрической мощности 60 Вт в стержне на расстоянии 40 мм от источника звука регистрируется изменение показателя преломления на уровне  $\Delta n \sim 10^{-4}$ .

Для демонстрации взаимодействия волн шепчущей галереи и звуковых волн нами был выполнен эксперимент, схема которого представлена на рис.6. В эксперименте использовался цилиндрический кварцевый стержень диаметром 10 мм и длиной 60 мм. На одном его торце крепился пьезоэлектрический источник звука кольцевого типа, который позволял создавать звуковую волну, прилегающую к боковой поверхности стержня. Противоположный конец стержня имел скос для устранения отраженных звуковых волн. Центральная частота звука составляла 40 МГц, а полоса частот пьезопреобразователя достигала 20 МГц. Волна шепчущей галереи возбуждалась с помощью призмы ( $n = 1.75$ ) так, что луч света был направлен к фронту звуковой волны под углом Брэгга  $\theta_B$ . Дифрагировавший на звуковой волне свет выводился с помощью этой же призмы. Была измерена частотная зависимость интенсивности дифрагировавшего света и обнаружена резкая резонансная зависимость эффективности  $\xi$  брэгговской дифракции. Оценки этой эффективности в максимуме резонансной кривой дали  $\xi = 50\%$  при электрической мощности на преобразователе звука 1 Вт.

Отметим, что достаточно высокая эффективность брэгговской дифракции света в нашем эксперименте определяется прежде всего концентрацией звуковой энергии вблизи поверхности стержня. Предельно высокой концентрации ее вблизи поверхности и соответственно предельной эффективности АО взаимодействия можно ожидать при использовании для сдвига частоты волн шепчущей галереи поверхностных акустических волн (ПАВ), глубина проникновения которых в подложку близка к длине волны звука в ней.

При частоте звука  $f = 90$  МГц длина волны  $L$  в кварцевых стержнях равна 67 мкм. Создать на конусной поверхности кварцевого стержня пьезоэлектрический преобразователь для ПАВ достаточно сложно, поэтому предпочтителен другой путь повышения эффективности АО взаимодействия. Таким путем нам представляется использование кварцевых стержней малого ( $\sim 2L$ ) диаметра. В этом случае эффективность взаимодействия при использовании ПАВ и объемных акустических волн ста-

новится практически одинаковой. Проблема возбуждения объемных волн достаточно большой мощности в кварцевом волокне диаметром  $\sim 300$  мкм вполне решается с помощью концентраторов различного типа. Использование, например, фокусировки плоского звукового пучка диаметром 10 мм на торец конусного волоконного световода ( $\varnothing 0.3$  мм) позволит не только существенно (в  $\sim 10^3$  раз) увеличить эффективность АО взаимодействия, но и увеличить диапазон частотного сдвига за счет повышения скачка  $\Delta n$ .

Таким образом, проведенный анализ распространения и удержания света в динамическом резонаторе, образованном движущимся скачком показателя преломления в конусном кварцевом стержне, а также реализация брэгговской дифракции света в кварцевом стержне показывают, что существенный сдвиг частоты волн шепчущей галереи возможен и будет определяться временем жизни фотонов в этом резонаторе и максимально возможным скачком показателя преломления.

Авторы благодарят Международный научно-технический центр за финансовую поддержку (грант № 1043). Сычугов В.А. благодарен И.К.Красюку и Б.А.Усиевичу за полезные дискуссии и помощь в работе.

1. Волошинов В.Б., Парыгин В.Н., Траоре Б. *Вестник Моск. ун-та. Сер. III. Физика, астрономия*, **29**, № 5, 50 (1988).
2. Раковский Ю.В., Щербаков А.С. *ЖТФ*, **60**, 107 (1990).
3. Котов В.М. *Квантовая электроника*, **30**, 372 (2000).
4. Торчигин В.П. *ЖТФ*, **66**, № 4, 128 (1996).
5. Снайдер А., Лава Дж. *Теория оптических волноводов* (М., Радио и связь, 1987, с. 157).
6. Snyder A.W., Mitchell D.J. *Electron. Letts*, **10**, 10 (1974).
7. Goradetsky M.L., Savchenkov A.A., Ilchenko V.S. *Optics Letts*, **21**, 453 (1996).
8. *Физическая энциклопедия. Оптика движущихся сред* (М., Большая российская энциклопедия, 1992, т. 3, с. 422).
9. Вовченко В.И., Красюк И.К., Семенов А.Ю. *Труды ИОФАН*, **36**, 129 (1992).
10. Сомех С. *Введение в интегральную оптику* (под ред. М.Барноски) (М., Мир, 1977, гл. 11, с. 194).