

01;07;08

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СВЕТА В ФОКОНЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В КАЧЕСТВЕ НАКАЧКИ

© В.П.Торчигин

Институт высокопроизводительных вычислительных систем РАН,  
117334 Москва, Россия  
(Поступило в Редакцию 10 марта 1995 г.)

Рассмотрено преобразование длины волны и усиление мощности светового излучения за счет энергии упругих продольных колебаний в акустической волне, возбуждаемой вдоль оси фокона, по которому распространяется азимутальная туннелирующая световая мода типа "шепчущей галереи". Качественно проанализировано действие физических механизмов, ответственных за усиление мощности световой волны, а затем исследована система уравнений, описывающая взаимодействие волн. Показано, что в процессе преобразования возникает эффект захвата световой волны акустической, при котором участки световой волны распространяются в среде, где в это время уменьшается показатель преломления, что приводит к увеличению несущей частоты. Определены требования к точности изготовления фокона, к частоте и мощности акустической волны.

Обычно для преобразования электромагнитного излучения (изменения длины волны, усиления по мощности) используются различные эффекты, возникающие при взаимодействии в среде двух излучений. При этом энергия одного из них, называемого обычно накачкой, преобразуется в энергию второго [1]. Длины волн излучений должны быть сравнимы, что в видимом диапазоне спектра означает, что для накачки требуется дорогостоящее излучение в оптическом диапазоне. Ниже рассматривается альтернативный подход, при котором в качестве накачки используется возбуждаемая в линейной оптической среде акустическая волна, несущая частота которой  $\Omega$  более чем в  $10^6$  раз меньше частоты световой волны  $\omega$ . Такая акустическая волна может быть довольно просто получена с помощью пьезоэлектрического преобразователя, возбуждаемого переменным напряжением с частотой 50–200 МГц. В этом случае энергия накачки берется от относительно дешевых источников переменного напряжения и с достаточно высоким КПД преобразуется в энергию акустической волны.

Вообще говоря, взаимодействие световых и акустических волн рассматривается в акустооптике [2]. Однако основное внимание там сосредоточено на исследовании особенностей прохождения световых волн

в оптической среде в акустическими волнами. Насколько известно, вопросы усиления по мощности световой волны за счет энергии акустической не ставились. Тем не менее известно, что в принципе, например в режиме дифракции Брегга, можно получить дифрагированную волну с несущей частотой  $\Omega + \omega$ , усиленную в  $1 + \Omega/\omega \cong 1 + 10^{-6}$  раз [3]. Разумеется, в реальной схеме потери превосходят такой ничтожный коэффициент усиления. Для получения заметного усиления несущие частоты выходного и входного излучений должны различаться в гораздо большей степени. Это может быть обеспечено, если каким-либо образом организован процесс преобразования несущих по схеме  $\omega, \omega + \Omega, \omega + 2\Omega, \omega + 3\Omega, \dots, \omega + 10^6\Omega \dots$ . Реализация этого процесса в волоконном световоде длиной около 1 Км рассмотрена в [4]. Ниже рассматривается реализация подобного процесса в более простой схеме.

### Качественные соображения

Для определенности рассмотрим преобразование световой волны в линейном стеклянном фоконе, ось которого совпадает с осью  $z$  (рис. 1). Пусть диаметр  $D$  фокона на участке  $z > z_0$  уменьшается в соответствии с выражением

$$D = D_0 \exp(-\sigma_1(z - z_0)), \quad (1)$$

а при  $z < z_0$  постоянен и равен  $D_0 \cong 125$  мкм. Параметр  $\sigma_1 \cong 0.07 \text{ см}^{-1}$ , так что диаметр фокона на длине  $L \cong 10$  см уменьшается приблизительно в 2 раза. Пусть с помощью пьезоэлектрического преобразователя 2 в фоконе возбуждается вдоль оси  $z$  плоская продольная акустическая бегущая волна, которая за счет фотоупругих эффектов модулирует в нем показатель преломления в соответствии с выражением

$$n = n_0(1 + m \cos(Bz - \Omega t)), \quad (2)$$

где  $m \cong 10^{-4}$  — коэффициент модуляции;  $\Omega, B = 2\pi/\Lambda = \Omega/v_a, \Lambda$  и  $v_a$  — соответственно несущая, постоянная распространения, длина волны и фазовая скорость акустической волны.

Пусть с помощью одного из известных устройств ввода излучения, например призмы 3, в фоконе возбуждается туннелирующая мода [5] в виде волны типа  $H_{l\tau}$ , где  $l$  и  $\tau$  — соответственно азимутальный и

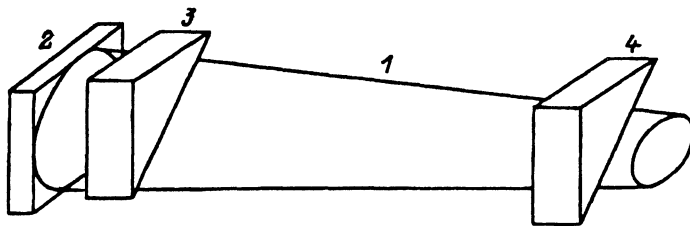


Рис. 1. Преобразователь энергии акустической волны в световую.

1 — стеклянный фокон, 2 — пьезоэлектрический преобразователь для возбуждения в фоконе бегущей акустической волны, 3 — призма для ввода в фокон азимутальной моды световой волны, 4 — призма для вывода преобразованного света.

радиальный поперечные индексы. Постоянная распространения этой моды вдоль оси фокона  $\beta_z$  определяется из известного соотношения

$$\beta_l^2 + \beta_r^2 + \beta_z^2 = (\omega n/c)^2, \quad (3)$$

где  $\beta_l$  и  $\beta_r$  — постоянные распространения, соответствующие индексам  $l$  и  $r$ ;  $c$  — скорость света в вакууме.

Групповая скорость этой моды  $v_g = d\omega/d\beta_z$ . Тогда из (3) следует

$$v_g = (\beta_z/\omega)(c/n)^2. \quad (4)$$

В отсутствие модуляции из (4) с учетом (3) следует

$$v_g = dz/dt = (c/n)(1 - (\omega_{c0}/\omega(z))^2)^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\omega_{c0}(z)^2 = (c/n)^2(\beta_l^2 + \beta_r^2)$ ,  $\omega_{c0}(z)$  — критическая частота для рассматриваемой моды в точке  $z$ , при которой  $\beta_z = 0$ , следовательно, в соответствии с [4] групповая скорость волны равна 0,  $\omega_{c0}(z)$  обратно пропорциональна диаметру фокона  $D$ , т. е.

$$\omega_{c0}(z) = \omega_{c0}(z_0) * (D_0/D(z)), \quad (6)$$

где  $\omega_{c0}(z_0)$  — критическая частота для цилиндрического волновода с диаметром  $D_0$ .

Для света с длиной волны  $\lambda < 1$  мкм в рассматриваемом фоконе максимальной азимутальной индекс  $l > 500$  и радиационными потерями за время преобразования можно пренебречь. Действительно, поскольку логарифм радиационных потерь обратно пропорционален  $l$ , а обусловленная радиационными потерями добротность  $Q$  бесконечного цилиндрического открытого диэлектрического резонатора с  $n^2 = 2.08$ ,  $l = 100$  превосходит  $10^{10}$  [6, с. 103, рис. 5.2], то для  $l = 500$  имеем  $Q > 10^{50}$ . По мере распространения моды  $H_{lr}$  вдоль оси  $z$  фокона: тип моды не изменяется, т. е. индексы  $l$  и  $r$  остаются неизменными. Тогда  $\beta_l$  и  $\beta_r$  увеличиваются обратно пропорционально диаметру фокона и в соответствии с (3)  $\beta_z$  уменьшается. При этом в соответствии с (4)  $v_g$  также уменьшается, становится равной  $v_a$ , а затем и 0. Далее фокон для рассматриваемой моды является запредельным, в котором эта мода распространяться не может. Далее мода может распространяться только в том случае, если ее несущая постоянно возрастает так, что очередной участок фокона перестает быть для нее запредельным. Несущая некоторого участка волны может возрастать из-за того, что он распространяется по участкам фокона, показатель преломления которых уменьшается при этом во времени из-за модуляции акустической волной.

На рис. 2 показано синусоидальное изменение показателя преломления  $n$  вдоль оси  $z$  в подвижной системе координат, движущейся вдоль оси  $z$  вместе с акустической волной со скоростью  $v_a$ , и колокообразное изменение интенсивности световой волны (для оценки по рисунку скорости изменения показателя преломления во времени достаточно проследить скорость изменения показателя преломления в некоторой точке, мимо которой со скоростью  $v_a$  движется показанная на рис. 2 синусоида: например, скорость изменения показателя преломления в

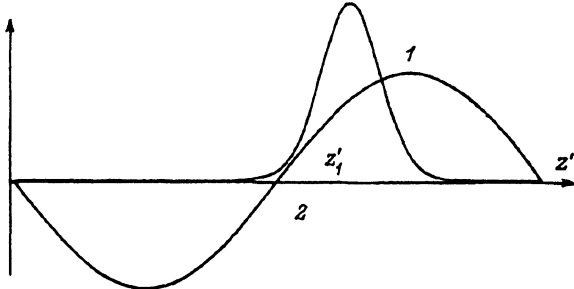


Рис. 2. Местоположение анализируемого участка световой волны относительно акустической.

точке 1 на вершине синусоиды равна 0, а в точке 2, где наклон синусоиды максимален, скорость уменьшения во времени показателя преломления максимальна).

Рассмотрим действие механизма, приводящего к стремлению других участков волны занять место участка в точке  $z'_1$ , где скорость моды совпадает со скоростью акустической волны и рост несущей согласован со скоростью уменьшения диаметра фокона. Для участков моды правее  $z'_1$  скорость увеличения несущей оказывается меньше, чем в точке  $z'_1$ . Кроме того, они распространяются по участкам с большей критической частотой, а потому с меньшей групповой скоростью. Это приведет к еще большему уменьшению их групповой скорости и перемещению в направлении точки  $z'_1$ . Аналогичным образом участки моды левее точки  $z'_1$  будут перемещаться вправо также в направлении точки  $z'_1$ . Таким образом, для соседних участков вступает в действие механизм отрицательной обратной связи, который способствует возвращению их к точке  $z'_1$ .

Поскольку в рассматриваемом случае  $v_g \cong v_a \cong 3 \cdot 10^5 \cdot c/n$ , то из (5), (6) следует, что  $\omega(z) \cong \omega_{c0}(z)$ ,  $\omega \cong \omega_{c0}(z_0) \cdot (D_0/D(z))$ , т.е. несущая рассматриваемого участка моды изменяется вдоль фокона обратно пропорционально его диаметру и при уменьшении диаметра в 2 раза возрастет в 2 раза. Легко видеть, что такой подход может быть применен в широком диапазоне длин волн и преобразование длины волны может производиться в широких пределах.

### Теория параметрического взаимодействия акустической и световой волн

Переходя от качественного к количественному описанию распространения световой волны в фокоме с модулируемым показателем преломления, определим сначала особенности перемещения во времени участка световой волны относительно акустической. Положение этого участка будем характеризовать фазой акустической волны  $\varphi$  в месте, где он в это время находится (рис. 2). Введем безразмерные переменные

$$\tau = \Omega t, \quad \zeta = Bz, \quad \varphi = Bz - \Omega t = \zeta - \tau, \quad k = \sqrt{2}(c/n)/v_g,$$

$$\omega_{r0}(z) = (\omega - \omega_{c0}(z))/\omega_{c0}(z), \quad (7)$$

где  $\omega_{r0}(z)$  — нормированное на критическую частоту  $\omega_{c0}(z)$  для сечения фокона в точке  $z$  отклонение при  $m = 0$  фактической несущей частоты световой волны в этой точке от  $\omega_{c0}(z)$ .

Учитывая, что  $n$  зависит от  $t$  и  $z$  в соответствии с (2), и пренебрегая величинами высших порядков малости относительно  $m$  и  $\omega_{r0}$ , а также этими членами относительно 1, получим из (5)

$$d\varphi/d\tau = k(\omega_{r0} + m \cos \varphi)^{1/2} - 1. \quad (8)$$

С другой стороны, при распространении по фокону, показатель преломления которого изменяется во времени, несущая световой волны испытывает изменения из-за параметрических эффектов в соответствии с выражением  $d(n\omega)/dt = 0$ . Учитывая закон (2) изменения  $n$  в акустической волне, получим

$$d\omega/dt = -\Omega\omega m \sin(\varphi) \quad \text{или} \quad d\omega/d\tau = -\omega m \sin \varphi \quad (9)$$

В соответствии с (1) и (6) критическая частота вдоль фокона для волны одного и того же типа будет увеличиваться следующим образом:

$$\omega_{c0} = \omega_{c0}(0) \exp(\sigma\zeta), \quad (10)$$

где  $\sigma = \sigma_1/B$ .

Так как из (7) следует, что  $\omega = \omega_{c0}(1 + \omega_{r0})$ , то

$$d\omega/d\tau = (d\omega_{c0}/d\zeta)(d\zeta/dt)(1 + \omega_{r0}) + \omega_{c0}d\omega_{r0}/d\tau.$$

Поскольку  $\varphi = \zeta - \tau$ , то  $d\zeta/d\tau = 1 + d\varphi/d\tau$ . Имея в виду, что в соответствии с (10)  $d\omega_{c0}/d\zeta = \sigma\omega_{c0}$ , и полагая  $\omega/\omega_{c0} \cong 1$ ,  $\omega_{r0} \ll 1$ , из (9) получим

$$d\omega_{r0}/d\tau = -m \sin \varphi - \sigma(1 + d\omega/d\tau). \quad (11).$$

Это уравнение совместно с (8) определяет закон изменения во времени переменных  $\omega_{r0}$  и  $\varphi$  у рассматриваемого участка волны при заданных начальных значениях  $\omega_{r0}(0)$  и  $\varphi(0)$  при  $\tau = 0$ . Достаточно просто определить стационарные состояния  $\varphi_s, \omega_{r_s}$  системы (8), (11)

$$\varphi_s = -\varphi_0, \quad (12)$$

где  $\varphi_0 = \arcsin(\sigma/m)$  — параметр, характеризующий соотношение между  $\sigma$  и  $m$ ;  $\omega_{r_s} = 1/k^2 - m \cos \varphi_s$ .

Легко видеть, что при  $m < \sigma$  стационарных состояний не существует и световая волна не может быть захвачена акустической. Анализ устойчивости стационарных состояний показывает, что для малых отклонений от стационарных состояний имеют место незатухающие осцилляции, т.е. характер устойчивости такой же как у маятника без затухания около положения равновесия.

Дифференцируя (8) по  $\tau$  и подставляя вместо  $d\omega_{r0}/d\tau$  ее значение из (11), с учетом (8) получим

$$d^2\varphi/d\tau^2 = (k^2 m/2)(\sin \varphi_s - \sin \varphi). \quad (13).$$

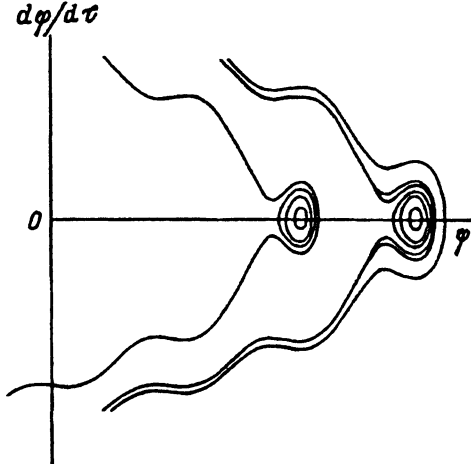


Рис. 3. Фазовый портрет колебаний световой волны в фокусе.

Таким же по форме уравнением описывается изменение напряжения на контакте Джозефсона [7], колебания и вращение в поле силы тяжести маятника на жесткой подвеске, на который действует постоянный момент сил, движение шайбы по скользкому желобу, профиль которого задается выражением  $\sin \zeta + \zeta \sin \varphi_0$ . На рис. 3 показано поведение рассматриваемого участка волны, маятника или шайбы на фазовой плоскости  $(\varphi, d\varphi/d\tau)$ . Легко видеть, что при любой достаточно большой начальной групповой скорости моды эта мода не может остаться внутри предельного цикла. В конечном счете волна отразится в обратном направлении.

Свет может быть захвачен акустической волной только в том случае, если он введен через наружные боковые круглые стенки фокона и его начальные условия характеризуются точкой внутри предельного цикла. В этом случае луч, вводимый через боковую стенку при фазе акустической волны  $\varphi$ , перпендикулярно оси  $z$ , так что  $d\varphi/d\tau$ , будет распространяться в фокусе по спирали с постоянным шагом. Несущая его будет монотонно увеличиваться во времени со скоростью  $\omega_0 \exp(\sigma\tau)$ . Его продольная скорость вдоль оси  $z$  будет совпадать со скоростью акустической волны  $v_a$ .

Приведенные соображения полностью подтверждаются результатами численного интегрирования уравнения (13). На рис. 4 показано изменение вдоль оси  $\zeta'$  в подвижной системе координат участков волны, вводимых в фокус при различных фазах акустической волны для трех значений параметра  $\sigma/m$ . Видно, что при  $\sigma = 0$  картина симметрична относительно плоскости  $\zeta' = 0$  (рис. 4, а). С ростом  $\sigma$  участок сдвигается в сторону меньших  $\zeta'$ , т. е. в сторону большего основания фокона на величину  $\varphi_0 = \arcsin(\sigma/m)$ . При этом симметричный ход лучей нарушается и ширина предельного замкнутого цикла сокращается.

Подвижные пучности показателя преломления  $n$  образуют вдоль оси фокона для азимутальных волн своеобразные отрезки оптических волноводов. При  $\zeta = \zeta_s$  несущая световой волны в максимальной сте-

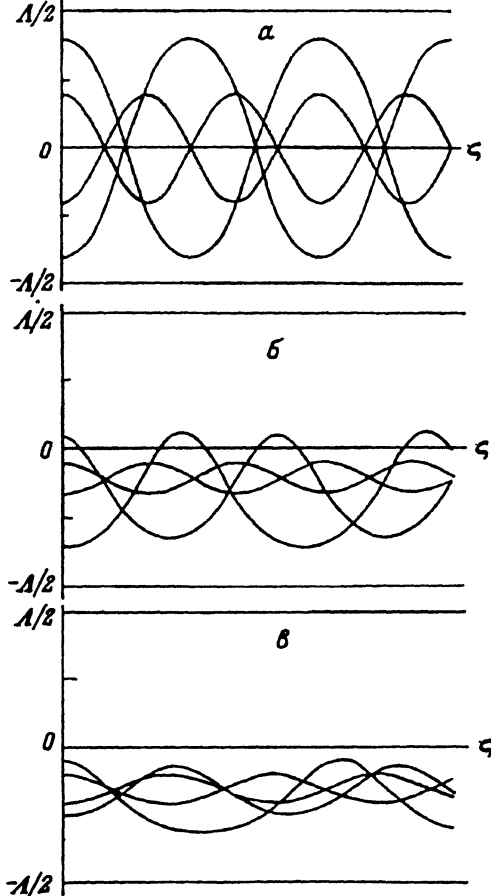


Рис. 4. Траектории участков световой волны в подвижной системе координат. а —  $\sigma/m = 0$ , б —  $\sigma/m = 0.2$ , в —  $\sigma/m = 0.3$ .

пени превосходит его критическую частоту, т. е.

$$\omega_r = (\omega - \omega_c)/\omega_c \quad (14)$$

максимальна, где  $\omega_c = \omega_{c0}(1 - m \cos \xi)$ . К краям отрезка  $\omega_r$  уменьшается, и на краю, когда  $\omega_r$  становится равной 0, волновод для рассматриваемых волн становится запредельным. Поэтому постоянная распространения вдоль этого отрезка непостоянна, а изменяется в соответствии с выражением

$$\beta_z = (\omega n/c)(1 - (\omega_c/\omega)^2) \cong (\omega n/c)(2\omega_r)^{1/2}. \quad (15)$$

Оценим максимум  $\omega_r$  в отрезке световода, имея в виду, что в соответствии с (1)

$$\omega_c(\zeta)/(\omega_c(0)m) \cong m(-\cos \zeta + (\sigma/m)\zeta) \quad (16)$$

(рис. 5). Это выражение имеет минимумы при  $\zeta_{\min} = -\zeta_0 + 2\pi r$ , где  $r$  — целое,  $\zeta_0$  определяется (12), и максимумы  $\zeta_{\max} = \zeta_0 + \pi + 2\pi r$ .

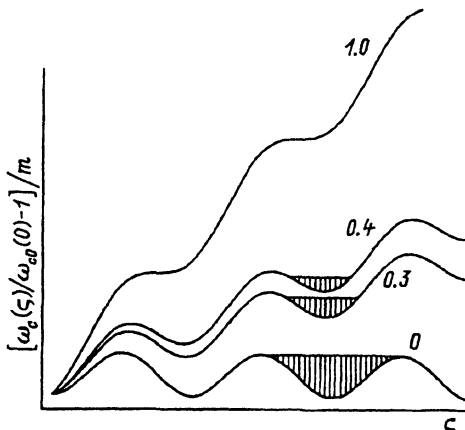


Рис. 5. Изменение критической частоты вдоль оси фокона при различных значениях параметра  $\sigma/m$  (цифры у кривых).

Если начальные условия таковы, что при  $\zeta = -\zeta_0$  имеем  $\omega_r = \omega_{rm}$ , то с учетом (14), (16)

$$\omega_r(\zeta)/m = \omega_{rm}(\cos(\zeta + \zeta_0) - (\zeta + \zeta_0) \sin \zeta_0) \quad (17)$$

(рис. 5). В этом случае  $\omega_r(\zeta)/m$  равно глубине заштрихованного на рис. 5 углубления при соответствующем  $\zeta$ . К краям углубления  $\omega_r(\zeta)$  уменьшается, и на краю, где  $\omega_r(\zeta) = 0$ , волновод для рассматриваемой моды становится запредельным. Таким образом, в углублении для зависимости критической частоты фокона от длины (рис. 5), которое образуется при модуляции показателя преломления акустической волной, может сохраняться излучение.

Известно, что при резонансе фазовый сдвиг  $\Phi$  при полном обходе волной резонатора с градиентным изменением показателя преломления участков, где  $\omega_r > 0$ , должен быть равен  $2\pi q - 2\pi\gamma$ , где  $q$  — целое,  $\gamma < 1$  определяется дополнительным суммарным фазовым сдвигом при отражении от обоих концов резонатора [5]. С другой стороны,  $\Phi = \int \beta_z dz - 2\pi\gamma$ , где интегрирование производится при полном обходе участка, где  $\omega_r > 0$ . Поскольку  $\zeta = Vz$ , то из (15) следует  $\Phi = (\Lambda/\lambda) \int (2\omega_r)^{1/2} d\zeta - 2\pi\gamma$ . Диапазон  $\Delta\zeta$  изменения  $\zeta$  при заданном максимуме  $\omega_{rm}$  заштрихованного на рис. 5 участка равен ширине этого участка. Нетрудно убедиться с учетом (17), что интеграл имеет максимум  $16m$  при  $\zeta_0 = 0$ . В этом случае максимум  $\omega_{rm} = 2m$ ,  $\Delta\zeta = 2\pi$ . Тогда при  $\Lambda = 60$  мкм, что соответствует частоте модуляции 100 МГц,  $\lambda = 0.6$  мкм,  $m = 10^{-4}$ ,  $\sigma = 0$ , имеем  $\Phi = 16$ , т. е.  $\Phi$  превосходит необходимый сдвиг для  $q = 0, 1, 2$ . Таким образом, при указанных параметрах обеспечен резонанс в подвижных резонаторах для первых трех продольных мод. Из рис. 5 следует, что с ростом  $\sigma$  возможный максимум  $\omega_r$  уменьшается, что влечет за собой уменьшения максимального  $\Phi$ . При этом возможности резонатора удерживать моды постепенно уменьшаются, количество удерживаемых мод сокращается и при некотором  $\sigma$  становится равным 0. Из проведенного рассмотрения и оценок можно понять, что продольный резонанс в подвижном резонаторе



может быть также обеспечен при различных достаточно больших поперечных индексах  $l$  и  $r$ .

В том, что подвижные резонаторы удерживают введенное в них излучение, можно убедиться и другим способом. Аппроксимируем косинусоидальный закон изменения показателя преломления вдоль толщины резонатора  $n = n_0(1 + m \cos(Bz))$  хорошо исследованным гиперболическим косинусоидальным законом  $n = n_0(1 + 2m/ch^2(2z/h))$ , где  $h = 0.381\lambda$  выбрано таким образом, что показатели преломления совпадают при  $z = 0$  и  $z = \lambda/4$ . При выбранной аппроксимации закон изменения поля волны вдоль  $z$  совпадает с законом изменения  $n$  [9]. Количество мод в таком резонаторе определяется выражением  $s = ((1 + V^2)^{1/2} - 1)/2$ , где  $V = (\omega/c)h(2nm)^{1/2}$ . Для приведенных выше значений параметров  $m$ ,  $\lambda$ ,  $\lambda$  получим  $s \cong 1.5$ , т. е. волновод с таким изменением показателя преломления может удерживать моды с первыми двумя продольными индексами.

Физические основы повышения несущей в фоконе можно представить следующим образом. В цилиндрическом световоде, которому соответствует  $\sigma = 0$ , в подвижной системе координат, начало которой совпадает с максимумом показателя преломления, траектория рассматриваемых участков волны соответствует рис. 4, а. При этом слева от  $\zeta' = 0$   $n$  постоянно уменьшается во времени, а справа — постоянно увеличивается. При симметричной траектории повышение несущей при  $\zeta' < 0$  компенсируется уменьшением несущей при  $\zeta' > 0$ . Иная картина имеет место в фоконе при  $\sigma > 0$ . Например, участок волны при  $\zeta' = 0$ , соответствующий стационарному состоянию при  $\sigma = 0$ , оказывается сдвинутым в сторону большего основания фокона на величину, определяемую (12) (рис. 4, б, в). При этом он все время будет находиться при  $\zeta' < 0$ , т. е. распространяться по тем участкам среды, показатель преломления которых в это время уменьшается. Из-за параметрических эффектов его несущая будет при этом возрастать в соответствии с соотношением  $nd\omega/dt = -\omega dn/dt$ . Нетрудно убедиться, что траектории смежных участков световой волны также находятся главным образом при  $\zeta' < 0$  и их несущая также будет возрастать, причем средняя скорость роста для всех участков будет одинакова.

## Основные особенности и параметры преобразователя

Оценим основные параметры преобразователя с тем, чтобы можно было убедиться в непротиворечивости принятых выше допущений. В первую очередь это относится к коэффициенту модуляции показателя преломления  $m = 10^{-4}$ , диаметру фокона  $D_0 = 125$  мкм и его длине  $L = 10$  см. Сравнивая модуль Юнга плавленного кварца  $E = 7.63 \cdot 10^{10}$  Па и предельно допустимое напряжение  $E_{\max} \cong 8 \cdot 10^7$  Па, можно убедиться, что предельно допустимая деформация  $\epsilon_{\max}$  несколько больше  $10^{-3}$ . Поскольку  $m = p_{12}n^2\epsilon/2$  [9], где упругооптический коэффициент для изотропной среды  $p_{12} = 0.27$ , то  $m_{\max} \cong 2.84 \cdot 10^{-4}$ . Таким образом, принятый коэффициент модуляции обеспечивается акустической волной, интенсивность которой почти в 10 раз ниже предельной.

Мощность  $P_{ac}$  акустической волны для  $m = 10^{-4}$  может быть определена из выражения [9]:  $m = (p_{12}n^2/2)(2P_{ac}/(Spv_a^3))^{1/2}$ , где  $S$  — площадь поперечного сечения,  $\rho = 2.2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$  — плотность звукопровода. При  $D_0 = 125 \text{ мкм}$  имеем  $P_{ac} = 0.36 \text{ Вт}$ . Как обычно, при возникновении проблем с охлаждением преобразование может осуществляться в импульсном режиме.

Следует отметить, что закон уменьшения диаметра фокона может отличаться от экспоненциального, определяемого (1). Из приведенного рассмотрения следует, что для правильной работы преобразователя необходимо лишь, чтобы на каждом участке ВС выполнялось условие  $\sigma < m$ , т. е.  $|d(\ln(D(\zeta)))/d\zeta| < m$ . В частности, диаметр фокона может изменяться по линейному закону. В этом случае это условие должно выполняться на его правом конце, где оно принимает вид  $1/R < m$ , где  $R$  — безразмерное расстояние от этого конца до вершины конуса, частью которого в этом случае является фокон. На такой же длине  $R$  диаметр фокона изменяется в 2 раза. Переходя от  $R$  к обычной длине  $L$ , получим  $L > \Lambda/(2\pi m)$ . Если  $m = 10^{-4}$ ,  $\Lambda = 60 \text{ мкм}$ , то  $L \cong 10 \text{ см}$ .

Заметим, что длина волны на выходе преобразователя определяется только диаметром фокона около устройства вывода и не зависит от коэффициента модуляции  $m$ . Таким образом, требования к точности размеров фокона и коэффициенту модуляции задаются односторонними неравенствами и поэтому могут быть легко выполнены. Из сказанного также следует, что затухание акустической волны при выполнении на всей длине фокона условия  $\sigma(\zeta) < m(\zeta)$  не сказывается на преобразовании участков волны, находящихся около стационарного значения предельного цикла. Однако при увеличении  $\sigma/m$  ширина предельного цикла сокращается. Это приводит к тому, что часть преобразуемой световой энергии выходит из синхронизма с акустической волной, как бы “вышлескивается” из подвижного резонатора, образованного пучностью акустической волны. Поэтому наиболее приемлемой формой фокона является экспоненциальная с одинаковым по всей длине  $\sigma$ .

Из приведенного рассмотрения также следует, что в рассматриваемом случае довольно просто решается проблема обеспечения пространственного синхронизма между взаимодействующими волнами, которая из-за материальной дисперсии среды, приводящей к изменению фазовых соотношений между взаимодействующими волнами, является основным препятствием для организации длительного взаимодействия, необходимого для значительной перекачки энергии из одних волн в другие. Действительно, в рассматриваемом случае наличие материальной дисперсии проявляется в том, что групповая скорость плоской световой волны постепенно уменьшается из-за увеличения с ростом несущей частоты показателя преломления. Однако групповая скорость в фоконе определяется не только показателем преломления, но и диаметром фокона. При этом увеличение показателя преломления эквивалентно соответствующему увеличению диаметра фокона. Поскольку из приведенного рассмотрения следует, что закон изменения фокона не является критичным для обеспечения синхронизма между акустической и световой волнами, то небольшие изменения диаметра фокона (около 6% при изменении несущей на октаву) не может существенно повлиять на рассмотренные выше процессы.

При выборе частоты модуляции  $\Omega/2\pi$  и длины фокона необходимо иметь в виду соотношение между затуханиями вдоль фокона акустической и световой волн. В этом случае затухания удобно нормировать на единицу времени. Если допустить, что затухание световой волны определяется главным образом потерями в стекле, характеризуемыми средней величиной  $1 \text{ Дб/км} \cong 0.2 \text{ Дб/мкс}$ , то допустимые потери световой волны определяют максимальную длину фокона. При этом выполнение условия захвата  $\sigma < t$  можно обеспечить 2 способами: уменьшением  $\sigma$  при заданной длине фокона путем увеличения  $\Omega$  или увеличением  $t$  за счет более мощной акустической волны. С ростом  $\Omega$  пропорционально растет затухание акустической волны. Исходя из этого можно сначала выбрать максимальное  $\Omega$  с учетом допустимого затухания акустической волны, а затем определить минимальный  $t$ , при котором начнет выполняться захват.

Например, если допустимые потери света во всем фоконе равны 2 Дб и время распространения акустической волны  $T = 10 \text{ мкс}$ , то длина фокона  $L = v_a T = 6 \text{ см}$ . Если допустить, что  $\sigma = t/2$ , то для увеличения несущей в 2 раза при  $t = 10^{-4}$  длина фокона в соответствии с (10) должна составлять  $L_1 = \Lambda \ln 2 / (\pi t) = 2200\Lambda$ . Если  $L = L_1$ , то  $\Lambda = 27.3 \text{ мкм}$ , что соответствует  $\Omega/2\pi \cong 220 \text{ МГц}$ .

Поскольку затухание акустической волны  $\alpha$  обратно пропорционально ее несущей  $[\text{10}]$ , то безразмерный параметр  $\alpha_L = \alpha L$  не зависит от несущей. В случае затухание акустической волны в фоконе длиной  $2200\Lambda$  также не зависит от несущей. Известно, что в плавленном кварце на частоте 500 МГц затухание акустической волны составляет 3 Дб/см  $[\text{10}]$  или  $\alpha L = 4.14 \cdot 10^{-4}$ . На длине  $L = 2200\Lambda$   $\alpha L = 0.91$ , что составляет 7.9 Дб. Учитывая, что при этом поперечное сечение звукопровода сократилось в 4 раза и за счет этого интенсивность волны возросла на 6 Дб, получим интенсивность волны на выходе на 1.9 Дб ниже, чем на входе. При этом коэффициент модуляции уменьшается на 24%. Поскольку предполагалось, что  $\sigma = t/2$ , то условие захвата продолжает выполняться.

При неизменном отношении диаметров на входе и выходе фокона при увеличении его длины пропорционально увеличивается затухание световой волны и обратно пропорционально уменьшается частота модуляции. Затухание акустической волны при этом остается неизменным.

Преобразование может осуществляться не только в круглом фоконе, но и в звукопроводе другой формы, например квадратной или прямоугольной, где одна сторона прямоугольника в целое число раз больше другой. В этом случае конструкция на рис. 1 отличается от известной конструкции одноканального акустооптического модулятора только тем, что поперечное сечение звукопровода должно постепенно уменьшаться. Поэтому он может быть изготовлен из модулятора путем соответствующего скоса его боковых граней. Поскольку при полном внутреннем отражении поле световой волны проникает за пределы звукопровода и, кроме того, волна частично рассеивается на неоднородностях его боковой поверхности, процесс преобразования волны вдоль звукопровода должен быть виден невооруженным глазом. Что касается максимальной выходной мощности, то она пропорциональна

поперечному сечению используемого звукопровода, которая может изменяться в значительных пределах: например, от  $10^{-8}$  до  $10^{-4}$  м<sup>2</sup>, т. е. в  $10^4$  раз. С ростом поперечного сечения влияние радиационных потерь и потерь на неоднородностях боковых поверхностей уменьшается.

## Выводы

Рассмотренный способ преобразования энергии световой волны обладает совершенно необычными по сравнению с известными параметрическими преобразователями свойствами. Объясняется это, главным образом, спецификой волнового синхронизма для акустической и световой волн из-за того, что их несущие различаются более чем на 6 порядков. Проявляется она в захвате моды световой волны бегущей волной. Изменения показателя преломления, вызванной акустической волной. Такой захват имеет место для многих азимутальных мод световой волны, несущая которых может находиться в большом диапазоне. Можно отметить следующие особенности рассмотренного способа преобразования световой волны.

1. Поскольку преобразование длины световой волны происходит постепенно, то имеется возможность вывести свет на любом этапе преобразования. В свою очередь это позволяет сформировать выходное излучение с любым спектральным составом.

2. Одновременно в преобразовании могут участвовать несколько мод, отличающиеся своими несущими и азимутальными индексами.

3. Диапазон входного и выходного излучений определяется только затуханием материала звукопровода для световых волн.

4. В преобразователе используются элементы и материалы, давно применяемые в акустооптике. Параметры существующих стекол позволяют осуществлять преобразование в диапазоне более одной октавы.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант № МРН000).

## Список литературы

- [1] Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Мир, 1989. 560 с.
- [2] Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [3] Хаус Х. Волны и поля в оптоэлектронике. М.: Мир, 1988. 432 с.
- [4] Торчигин В.П. // Квантовая электроника. 1993. № 20. С.283–286.
- [5] Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
- [6] Диэлектрические резонаторы / Под ред. М.Е. Ильченко. М.: Радио и связь, 1989. 328 с.
- [7] Дуэер Т.В., Тернер Ч.У. Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей. М.: Радио и связь, 1984. 344 с.
- [8] Волноводная оптоэлектроника / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991. 575 с.
- [9] Бондаренко В.С., Зоренко В.П., Чкалова В.В. Акустооптические модуляторы света. М.: Радио и связь, 1988. 136 с.
- [10] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьевой, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.