

СВЕТОВЫЕ ПУЧКИ СУБВОЛНОВОГО ДИАМЕТРА В АКТИВНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Т.И.Кузнецова¹⁾

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 мая 1999 г.

Показано, что в однородном цилиндрическом волноводе, содержащем усиливающую среду, нет отсечки по частотам. Волны любой частоты нарастают в направлении распространения, при этом для малых поперечных сечений инкремент обратно пропорционален диаметру волновода.

PACS: 07.60.Pb, 42.25.Bs, 42.81.Dp

Создание световых источников, имеющих сверхмалые поперечные размеры, составляет основу микроскопии высокого разрешения. Работающие в настоящее время схемы [1–3] используют затухающие волны, из-за чего получаемые с их помощью источники света являются малоинтенсивными. Создание квазиточечного источника излучения повышенной интенсивности было бы весьма важно для высокоразрешающих оптических измерений. В связи с этим обратим внимание на одну особенность волноводов: характеристики их собственных волн существенно изменяются, если от пассивного волновода перейти к активному. Рассмотрим для определенности волновод круглого сечения с идеально отражающими стенками. Пусть z – координата вдоль оси волновода, ρ – расстояние до оси, φ – полярный угол. Поверхность, ограничивающая волновод, находится при $\rho = a$. Выберем для рассмотрения волну магнитного типа [4], у которой отличны от нуля компоненты магнитного поля H_ρ и H_z и компонента электрического поля $E_\varphi \equiv E$; все компоненты изменяются во времени как $\exp(-i\omega t)$, а зависимость от переменной φ отсутствует.

Пусть среда волновода имеет диэлектрическую проницаемость ε . При этом, как известно, имеем уравнение

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E) \right) + \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} E = 0 \quad (1)$$

с граничным условием

$$E(\rho = a, z) = 0. \quad (2)$$

Рассмотрим волну, удовлетворяющую (1), (2):

$$E = AJ_1(q\rho) \exp(pz), \quad (3)$$

где

$$p^2 - q^2 + \varepsilon(\omega^2/c^2) = 0, \quad (4)$$

$q \approx 3.83/a$, J_1 – функция Бесселя, а величина qa – первый из ее нулей. Как известно, критический радиус волновода, a_{cr} , – это радиус, при котором выполняется равенство

$$(\text{Re} \varepsilon) \frac{\omega^2}{c^2} - [q(a_{cr})]^2 = 0 \quad (5)$$

¹⁾ e-mail: tkuzn@sci.lebedev.ru

и который, как правило, вводят для случая вещественной диэлектрической проницаемости. При $a > a_{cr}$ зависимость поля от z имеет вид распространяющейся волны $\sim \exp\left(i\sqrt{\varepsilon(\omega^2/c^2) - q^2}z\right)$, а при значениях радиуса, меньших критического, обычно выбирают затухающую волну. Рассмотрим среду с усилением и положим

$$\varepsilon = 1 - i\delta, \quad (6)$$

где $0 < \delta \ll 1$. Отметим, что для реальных сред величина δ лежит в пределах $10^{-8} - 10^{-4}$. Найдем зависимость поля от продольной координаты в такой среде; для этого нужно лишь вычислить показатель p . С учетом (4), (6) имеем

$$p' + ip'' \equiv p = \sqrt{q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} + i\delta\frac{\omega^2}{c^2}}. \quad (7)$$

Отсюда видно, что $p'p'' > 0$ при $\delta > 0$, то есть направление роста волны и направление ее распространения (эквивалентное направлению потока энергии) совпадают. Вычисляя квадратный корень (7), находим зависимость вещественной и мнимой частей показателя p от радиуса волновода a . Эта зависимость приведена на рисунке (а) для одного из решений (второе дается величинами $-p'$, $-p''$). При построении графиков использованы безразмерные инкремент и волновое число, $p'(c/\omega)$, и $p''(c/\omega)$, и безразмерный радиус a/a_{cr} , где $a_{cr} = 3.83\lambda/2\pi$. Графики построены для значения усиления $\delta = 0.1$. При меньших значениях δ пересечение кривых при $a/a_{cr} = 1$ сохранится, графики не изменят своего характера, но будут менее удобны для визуального анализа. Графики показывают, что при больших радиусах решение представляет собой распространяющуюся волну со слабым усилением, $p' \rightarrow \delta(\omega/2c)$, и с продольным волновым числом $p'' \rightarrow \omega/c$. При стремлении радиуса волновода к нулю инкремент увеличивается и составляет

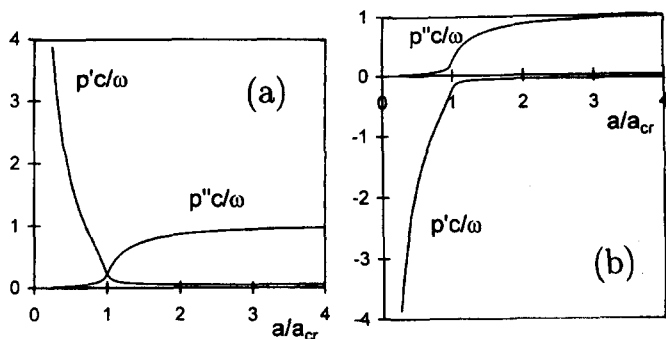
$$p' \approx q(a). \quad (8)$$

Продольное волновое число при этом остается положительным, убывая вместе с a и составляя

$$p'' \approx \delta \frac{\omega^2}{2c^2 q(a)}. \quad (9)$$

Поток электромагнитной энергии, как нетрудно вычислить, здесь направлен по z и знак его совпадает со знаком p'' . Так что положительные значения p' и p'' с определенностью означают, что волна распространяется от входа в глубину волновода и при этом нарастает. Для сравнения на рисунке (б) приведена зависимость от радиуса величин p' и p'' , которая имеет место в волноводе с малым затуханием.

Следует подчеркнуть, что показатель роста поля в усиливающем волноводе очень велик и на несколько порядков превышает то усиление, которое данная активная среда обеспечивала бы в свободном пространстве. Усиление амплитуды в e раз происходит здесь на расстоянии, меньшем длины волны излучения. Большое усиление связано с характеристиками волны в волноводе. Обратим внимание на то, что при малых радиусах волна распространяется почти перпендикулярно к стенкам волновода: действительно, из (9) легко получить, что $p'' \ll q$. При этом, проходя по оси расстояние Δz , свет фактически проходит многократно увеличенный путь $\Delta z(2q^2c^2/\omega^2\delta)$, что и объясняет возрастание результирующего усиления. Таким образом, излучение, войдя в однородно усиливающий волновод, будет далее распространяться с усилением, каково бы ни было соотношение диаметра и длины волны.



а – Зависимость инкремента и волнового числа собственной волны от радиуса активного волновода; б – то же для волновода с затуханием

Создание усиления в волноводе требует специальных мер. Впрочем, некоторые варианты активных волноводов можно сейчас предложить. Один такой вариант мог бы быть осуществлен при введении в микроволновод какого-либо комбинационно-активного вещества, при этом нужно использовать две световые волны на входе: накачку и стоксову компоненту рассеяния (см.[5]). На участке, где сильна накачка, стоксова компонента находится в режиме усиления, впрочем из-за затухания накачки оно постепенно подавляется. При этом трудно рассчитывать на усиление на всей длине, тем не менее можно добиться увеличения глубины проникновения стоксовой волны в закритический волновод.

Другой вариант связан с экспериментами (см. [6, 7]), в которых использовалась специфическая активная среда, переносившая в микроволноводе энергию за счет безызлучательного взаимодействия. Представляется целесообразным в рамках схемы, описанной в [6, 7], обеспечить участие активной среды и в безызлучательных процессах и в процессах излучения, то есть использовать усиление, которым среда фактически обладает.

Если усиливающие микроволноводы реализовать на практике, то это позволит создать квазиточечные источники излучения высокой интенсивности.

1. D.W.Pohl, W.Denk, and M.Lanz, Appl. Phys. Lett. **44**, 651 (1984).
2. E.Betzig, J.K.Trautman, T.D.Harris et al., Science **257**, 189 (1992).
3. A.J.Meixner, D.Zeisel, M.A.Bopp, and G.Tarrach, Optical Engineering **34**, 2324 (1995).
4. Л.А.Вайнштейн, *Электромагнитные волны*, М.: Радио и связь, 1988.
5. Т.И.Кузнецова, в сб: *Комбинационное рассеяние света. 70 лет исследований*, М.: ФИАН, 1998, с.191.
6. R.Copelman, M.Shortreed, Z.-Y.Shi et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1239 (1997).
7. В.С.Летохов, С.К.Секацкий, Письма в ЖЭТФ **63**, 311 (1997).