

Электродинамический подход к оценке эффективности накачки активных оптических волокон с двойной оболочкой

И.Е.Бритов*, А.С.Курков**, А.С.Раевский*

Анализируется способ увеличения эффективности накачки активных волоконных световодов, легированных ионами Er^{3+} , за счет уменьшения диаметра их внутренней оболочки. Активный волоконный световод рассматривается с помощью электродинамической модели трехслойного диэлектрического волновода. Получена зависимость средней доли потока мощности накачки через сердцевину от отношения радиусов сердцевины и внутренней оболочки. Показано, что эта зависимость может быть также истолкована как зависимость средней по всем волнам сердцевины и оболочки постоянной затухания.

Ключевые слова: активное оптическое волокно, эффективность накачки, «групповой показатель затухания».

1. Введение

В настоящее время широкое развитие получили работы по созданию и исследованию волоконных лазеров и усилителей на основе активных волоконных световодов (АВС) с двойной оболочкой, состоящих из трех слоев: одномодовой сердцевины, легированной активной примесью редкоземельного элемента и примесями, формирующими профиль показателя преломления, внутренней кварцевой оболочки и внешней полимерной или кварцевой оболочки, показатель преломления которой меньше, чем у внутренней кварцевой оболочки. Типичный диаметр последней составляет 20–500 мкм, что обеспечивает возможность ввода излучения накачки от полупроводниковых источников с мощностью до нескольких десятков ватт. Это позволило создать мощные волоконные лазеры и усилители на основе волоконных световодов с сердцевиной, легированной ионами Nd^{3+} [1], Yb^{3+} [2], Er^{3+} [3], Tm^{3+} [4].

Для достижения высокой эффективности устройства на АВС необходимо как можно более полно использовать излучение накачки. В то же время в световодах с круглой геометрией внутренней оболочки значительная часть мощности накачки распространяется вне области активной сердцевины. Поэтому такие АВС, как правило, имеют внутреннюю оболочку с некруглым поперечным сечением, что достигается шлифовкой заготовки световода [5].

В настоящее время существует тенденция изготовления полупроводниковых источников мощностью до нескольких ватт с шириной светоизлучающей области 25–50 мкм, что позволяет существенно улучшить характеристики волоконных лазеров и усилителей, работающих по трехуровневой схеме, т. к. при этом значительно увели-

чивается плотность мощности накачки [6, 7]. Однако в данном случае представляется невозможным применение световодов в полимерной оболочке, поскольку внешний диаметр световода становится слишком малым.

Для решения этой проблемы предлагается использовать АВС с внутренней оболочкой из кварцевого стекла, легированного двуокисью германия, и внешней оболочкой из чистого кварцевого стекла. Поскольку в этом случае внутренняя оболочка имеет круглую форму, встает вопрос об эффективности поглощения накачки в таких структурах. Настоящая работа посвящена теоретическому анализу эффективности поглощения излучения накачки в АВС с малыми размерами внутренней оболочки, имеющей цилиндрическую форму.

2. Постановка задачи

Проведем анализ зависимости характеристик АВС от соотношения радиусов сердцевины и оболочки. Поставим в соответствие АВС трехслойную модель открытого диэлектрического волновода (ОДВ). Его первая (внутренняя) область имеет радиус a , вторая (соответствующая внутренней оболочке) – радиус b , третья (соответствующая внешней оболочке) имеет неограниченный размер. Такая модель дает адекватное представление о физических процессах в реальной направляющей структуре, поскольку поля волн сердцевины и внутренней оболочки достаточно быстро убывают по радиальной координате во внешней оболочке.

Для рассматриваемого ОДВ решается уравнение Гельмгольца, записанное для продольных компонент векторов Герца с краевыми условиями в каждой из указанных областей. Выражая через векторы Герца векторы напряженности электрического и магнитного полей и приравнявая их тангенциальные к границам раздела областей компоненты, получаем систему линейных однородных алгебраических уравнений относительно амплитудных коэффициентов векторов Герца. Условие нетривиальности решений данной системы дает дисперсионное уравнение ОДВ, которое решается совместно с уравнениями, связывающими волновые числа в трех об-

*Нижегородский государственный технический университет, Россия, 603600, Н.-Новгород, ул. Минина, 24;
e-mail: raevsky@nntu.sci-nnov.ru

**Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

ластях. Активная сердцевина представляет собой слой с потерями. Для сердцевины ABC показатель преломления является комплексной величиной. Это связано с тем, что излучение накачки поглощается ионами Er^{3+} .

Постоянная затухания для волны накачки с $\lambda = 980$ нм составляет 2.3 м^{-1} , что соответствует ослаблению 20 дБ/м. Относительная диэлектрическая проницаемость также будет комплексной: $\varepsilon = 2.158 - i 1.055 \times 10^{-6}$. В связи с этим все волновые числа будут комплексными величинами. Дисперсионное уравнение необходимо решать на комплексной плоскости одного из волновых чисел. Для этого используется разработанный одним из авторов данной статьи метод вариации фазы [8], основанный на известном из теории функции комплексного переменного принципе аргумента [9].

Чтобы судить о степени взаимодействия излучения накачки с активной сердцевиной волокна, необходимо рассчитать η – долю полного потока мощности накачки, приходящуюся на сердцевину. При этом следует учесть, что мощность накачки в рассматриваемом волокне определенным образом распределяется между всеми волнами сердцевины и оболочки.

Для того чтобы рассчитать потоки мощности, переносимые каждой из волн через области поперечного сечения ОДВ, подставляем найденные из дисперсионного уравнения значения волновых чисел в систему уравнений, полученную из граничных условий. Решая систему, находим амплитудные коэффициенты векторов Герца, рассчитываем компоненты векторов напряженности электрического и магнитного полей, а через них – потоки мощности накачки через каждую из областей поперечного сечения.

3. Решение задачи

Поток мощности отдельной волны через поперечное сечение s структуры в среднем за период определяется как

$$P = \frac{1}{2} \text{Re} \int_s [\mathbf{E}\mathbf{H}^*] ds.$$

Для отдельной волны η может быть определено по формуле

$$\eta = \frac{P_1}{P_1 + P_2 + P_3}, \quad (1)$$

где P_1, P_2, P_3 – потоки мощности через сердцевину, внутреннюю и внешнюю оболочки соответственно.

Расчеты по формуле (1) показали, что значения η для всех волн сердцевины и оболочки практически одинаковы при учете потерь и без их учета, т. е. наличие потерь не влияет на распределение мощности накачки по областям поперечного сечения. В связи с этим в дальнейшем будем рассматривать ОДВ с чисто действительными значениями относительной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1 = 2.158, \varepsilon_2 = 2.1316, \varepsilon_3 = 2.0736$, что соответствует показателям преломления $n_1 = 1.469, n_2 = 1.46, n_3 = 1.44$. При $2a = 6$ мкм и $2b = 125$ мкм в сердцевине ABC могут распространяться четыре волны. Для них расчеты по формуле (1) дают $\eta(\text{HE}_{11}) = 0.9072, \eta(\text{H}_{01}) = 0.6964, \eta(\text{E}_{01}) = 0.6939, \eta(\text{HE}_{21}) = 0.6952$. Волн в оболочке существенно больше – при тех же параметрах ОДВ их около 5000. Поскольку учесть их все довольно сложно, попы-

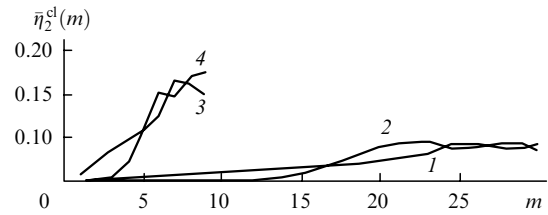


Рис.1. Зависимости доли потока мощности через сердцевину ABC для несимметричных волн с $n = 2$ от индекса m при $2a = 6$ мкм для волн HE_{nm} (1) и EH_{nm} (2) при $2b = 125$ мкм и для волн HE_{nm} (3) и EH_{nm} (4) при $2b = 40$ мкм.

таемся судить об эффективности накачки на основе рассмотрения ограниченного числа волн.

Известно [10], что поверхностные волны могут быть классифицированы по азимутальному индексу n , указывающему на число вариаций электромагнитного поля по угловой координате. Были рассчитаны зависимости $\eta_n^{\text{cl}}(m)$ – доли потока мощности, приходящейся на область сердцевины, для волн с фиксированным индексом n при разных значениях индекса m . Расчеты показали, что зависимости $\eta_n^{\text{cl}}(m)$ различны при каждом значении n . В одних случаях (при $n = 1 - 5$) на графиках $\eta_n^{\text{cl}}(m)$ наблюдаются максимумы, в других (при $n = 6 - 9$) – кривые ведут себя монотонно. В качестве примера на рис.1, 2 представлены зависимости $\eta_n^{\text{cl}}(m)$ для несимметричных волн при $n = 2$ и 9.

Рассмотрим, как меняется доля потока мощности, переносимая через сердцевину, в зависимости от числа учитываемых волн. Возьмем все волны сердцевины и будем добавлять к ним все волны оболочки: сначала с $n = 0$, на следующем шаге – с $n = 1$ и так далее. Каждый раз при этом будем рассчитывать среднюю долю потока мощности через сердцевину такой группы волн с n от нуля до N , считая амплитуды одинаковыми, по формуле

$$\bar{\eta}^{\text{cl}}(N) = \frac{\sum_{n=0}^N N_n^{\text{cl}} \bar{\eta}_n^{\text{cl}}}{N^{\text{cl}}(N)},$$

где $N^{\text{cl}}(N) = \sum_{n=0}^N N_n^{\text{cl}}$ – число оболочечных волн с индексами от нуля до N ; N_n^{cl} – число оболочечных волн с индексом n ;

$$\bar{\eta}_n^{\text{cl}} = \frac{1}{N_n^{\text{cl}}} \sum_{i=1}^{N_n^{\text{cl}}} \eta_{ni}^{\text{cl}}$$

– средняя доля потока мощности оболочечных волн с азимутальным индексом n через сердцевину; η_{ni}^{cl} – доля

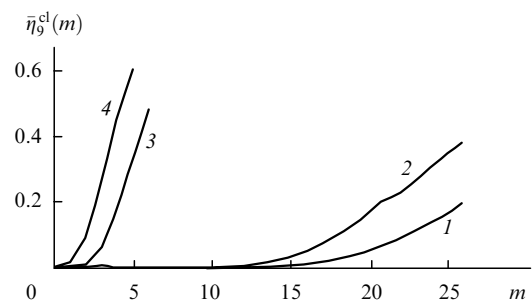


Рис.2. Зависимости доли потока мощности через сердцевину ABC для несимметричных волн с $n = 9$ от индекса m при $2a = 6$ мкм для волн HE_{nm} (1) и EH_{nm} (2) при $2b = 125$ мкм и для волн HE_{nm} (3) и EH_{nm} (4) при $2b = 40$ мкм.

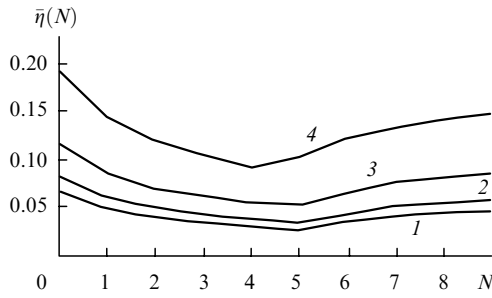


Рис.3. Зависимости средней доли потока мощности совокупности всех волн сердцевин и всех волн оболочки АВС с азимутальным индексом от нуля до N для $2a = 6$ мкм при $2b = 125$ (1), 100 (2), 70 (3) и 40 мкм (4).

потока мощности через сердцевину i -й оболочечной волны с индексом n .

Добавим к волнам оболочки все волны сердцевин. Средняя доля потока мощности через сердцевину всех волн сердцевин и оболочечных волн с индексами от нуля до N есть

$$\bar{\eta}(N) = \frac{N^c \bar{\eta}_c + N^{cl}(N) \bar{\eta}^{cl}(N)}{N^c + N^{cl}(N)}, \quad (2)$$

где $\bar{\eta}_c$ – средняя доля потока мощности через сердцевину всех волн сердцевин; N^c – число волн сердцевин.

На рис.3 приведены зависимости $\bar{\eta}(N)$, рассчитанные для указанных ранее параметров ОДВ при $2a = 6$ мкм и различных значениях $2b$. Видна общая закономерность: с увеличением n средние доли потоков мощности через сердцевину стремятся к пределам, которые увеличиваются с ростом отношения a/b . Можно считать, что установившееся значение $\bar{\eta}$ достигается для всех рассматриваемых отношений a/b при $n = 9$.

На рис.4 приведены зависимости $\bar{\eta}$ от отношения a/b . Точки 1–4 соответствуют пределам, к которым стремятся кривые 1–4 на рис.3. Видно, что зависимость $\bar{\eta}(a/b)$ близка к линейной. Для того чтобы проверить справедливость утверждения о возможности учета при малых значениях a/b лишь волн с $n = 0, 1, \dots, 9$, был проведен расчет $\bar{\eta}$ для $a/b = 0.4$ и 0.5 с учетом всех поверхностных волн (42 и 29 соответственно). Полученные значения $\bar{\eta}$ показаны на рис.4 точками 5 и 6. Видно, что с графической точностью точки 1–6 лежат на одной прямой.

При увеличении a/b до 0.6 (точка 7 на рис.4) все волны с $n = 9$ претерпевают отсечку, поэтому линейность зависимости $\bar{\eta}(a/b)$ нарушается. С дальнейшим увеличением a/b (точки 8–10 на рис.4) зависимость $\bar{\eta}(a/b)$ вновь ста-

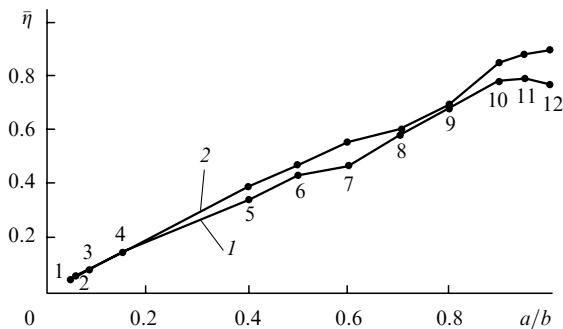


Рис.4. Зависимости средней по всем волнам сердцевин и оболочки АВС доли потока мощности, приходящейся на сердцевину, от отношения радиусов сердцевин и оболочки при $2a = 6$ (1) и 8 мкм (2).

новится линейной. Следует отметить, что точки 1, 2, 3, 4, 5, 6, 9, 10 с графической точностью лежат на одной прямой, проходящей через начало координат (точка $a/b = 0$, $\bar{\eta} = 0$). При $a/b \rightarrow 1$ рост $\bar{\eta}$ прекращается (точки 11–12).

Аналогичные расчеты $\bar{\eta}$ были проведены для диаметра сердцевин $2a = 8$ мкм. Результаты приведены на рис.4 (кривая 2). Видно, что зависимость $\bar{\eta}(a/b)$ ведет себя практически так же, как и при $2a = 6$ мкм, но несколько круче, и в пределе достигает несколько большего значения. Это можно объяснить тем, что на длине волны накачки волн сердцевин, имеющих большое значение η , уже не четыре, а семь.

Рассчитав $\bar{\eta}$ при a/b , близком к единице для фиксированного значения a и проведя на графике $\bar{\eta}(a/b)$ прямую в начало координат, можно с графической точностью определить значение $\bar{\eta}$ при данном a и любом радиусе внутренней оболочки.

Анализ результатов расчета постоянных распространения β волн сердцевин и оболочки при учете потерь в активной сердцевине показал, что у всех волн постоянная затухания β_2 прямо пропорциональна значению η для данной волны. Из расчетов следует, что наиболее быстро поглощается волна сердцевин HE_{11} с максимальным η , для которой $\beta_2 = 2.1 \text{ м}^{-1}$. Наиболее медленно поглощается волна оболочки HE_{41} . Для нее при $\eta = 0.0001463$ имеем $\beta_2 = 0.000338 \text{ м}^{-1}$. Таким образом, усреднение по η фактически дает усреднение по постоянной затухания. Зависимость $\bar{\eta}(a/b)$ может быть рассмотрена как зависимость среднего по всем волнам значения постоянной затухания β_2 , если ввести коэффициент пересчета $\chi = b_2$ (волны)/ η (волны) = 2.31 м^{-1} . Взяв за основу понятие групповой скорости, введенное для волнового пакета в теории волновых процессов, для всей совокупности волн сердцевин и оболочки АВС на частоте накачки можно ввести понятие группового показателя затухания β_2^{gr} :

$$\beta_2^{gr} = \chi \bar{\eta}.$$

Считаем, что мощность излучения накачки изменяется по продольной координате z световода по закону

$$P_p(z) = P_{p0} \exp(-2\beta_2^{gr} z).$$

На основании полученной зависимости $\beta_2^{gr}(a/b)$ можно рассчитать зависимость $l(a/b)$ – длины АВС, на которой происходит поглощение 90% мощности накачки, от отношения радиуса сердцевин к радиусу оболочки (рис.5). Сплошной линией на рис.5 показана зависимость $l(a/b)$ для диаметра сердцевин $2a = 6$ мкм, штриховой – для $2a = 8$ мкм. Там же (точка) приведен результат измерения длины световода, обеспечивающего уровень погло-

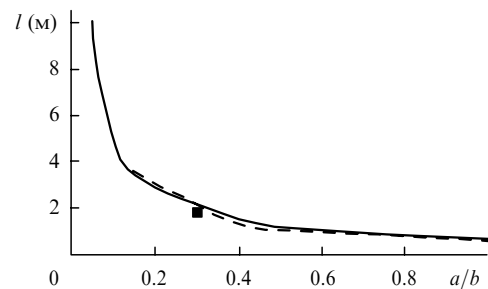


Рис.5. Зависимости длины АВС, на которой происходит поглощение 90% мощности накачки, от отношения радиусов сердцевин и внутренней оболочки при $2a = 6$ мкм (сплошная кривая) и 8 мкм (штриховая кривая).

щения мощности накачки в 10 дБ. Исследуемый образец имел диаметр сердцевины 8 мкм, оболочки – 25 мкм. Сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает их хорошее взаимное соответствие.

4. Заключение

Таким образом, электродинамический анализ процессов, происходящих при накачке АВС во внутреннюю оболочку, показал, что об эффективности накачки можно судить по доле потока мощности, приходящейся на сердцевину. Для каждой волны сердцевины и оболочки, а значит, и для всей совокупности волн, переносящих мощность накачки, существует однозначная связь между η (доля мощности накачки, попадающей в сердцевину АВС) и постоянной затухания β_2 . Это позволяет ввести понятие группового показателя затухания излучения накачки и судить о нем по среднему по всем поверхностным волнам сердцевины и внутренней оболочки АВС значению $\bar{\eta}$. Для оценки $\bar{\eta}$ достаточно рассчитать его при a/b , близком к единице. Рассмотренная модель применима в случае, когда мощность накачки не настолько велика, чтобы возникло насыщение метастабильного уровня $I_{13/2}$ ионов Er^{3+} .

1. Дианов Е.М., Белов А.В., Буфетов И.А., Протопопов В.Н., Гурьянов А.Н., Гусовский Д.Д., Кобись С.В. *Квантовая электроника*, **24**, 3 (1997).
2. Курков А.С., Карпов В.И., Лаптев А.Ю., Медведков О.И., Дианов Е.М., Гурьянов А.Н., Васильев С.А., Парамонов В.М., Протопопов В.Н., Умников А.А., Вечканов Н.И., Артюшенко В.Г., Фрам Ю. *Квантовая электроника*, **27**, 239 (1999).
3. Bousselet P., Bettati M., Gasca L., Goix M., Boubal F., Sinet C., Leplingard F., Bayatt D. *Techn. Dig. OFC'2000* (Baltimore, USA, 2000, p.WG5).
4. Jackson S.D., King T.A. *Optics Lett.*, **23**, 1462 (1998).
5. Kurkov A.S., Laptev A.Yu., Dianov E.M., Guryanov A.N., Karpov V.I., Paramonov V.M., Medvedkov O.I., Umnikov A.A., Protopyrov V.N., Vechkanov N.N., Vasiliev S.A., Pershina E.V. *Proc. SPIE*, **4083**, 118 (1999).
6. Kurkov A.S., Dianov E.M., Paramonov V.M., Medvedkov O.I., Vasiliev S.A., Solodovnikov V., Zhilin V., Laptev A.Yu., Umnikov A.A., Guryanov A.N. *Digest CLEO-2001* (Baltimore, USA, 2001, pp.216, 217).
7. Курков А.С. В сб. *Труды XIII Междунар. Конф. «Математические методы в технике и технологиях»* (С.-Пб., 2000, с. 26).
8. Раевский А.С. *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*, **2**, №1, 24 (1999).
9. Привалов И.И. *Введение в теорию функции комплексного переменного* (М.: Наука, 1967).
10. Унгер Х.Г. *Планарные и волоконные оптические волноводы* (М.: Мир, 1988).