УДК 678.01:535.312

ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ УГЛЕГРАФИТОВЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ И УГЛЕРОДНЫХ ТКАНЕЙ

© 2002 С.И. Кузнецов, А.Л. Петров, А.Ю. Паршиков

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Измерена отражательная способность углеродных тканей и углеродных композиционных материалов с порошковым графитовым наполнителем (графитопластов) в диапазоне длин волн 364-927 нм. Показано, что отражательная способность углеродных композиционных материалов с порошковым и волокнистым наполнителями одинакова, определяется отражательной способностью углеродной матрицы и зависит от макроструктуры поверхности. Отражательная способность материала с графитовым наполнителем и полимерной матрицей определяется обоими компонентами материала вследствие частичной прозрачности полимерной матрицы. Отражательная способность углеродных тканей зависит от плотности плетения и практически не зависит от диаметра микроволокон при плотной их упаковке в жгуты.

Введение

Композиционные материалы на основе углерода, объединяемые общим названием "углеграфитовые материалы", широко используются в современной технике для изготовления конструкций, работающих в широком интервале тепловых нагрузок [1, 2].

Для прогнозирования поведения материалов в различных условиях необходимо изучение их физико-химических и механических характеристик. Одной из таких характеристик является отражательная способность на различных длинах волн. Информация об оптических характеристиках материалов необходима для моделирования лучистого теплообмена и решения теплофизической задачи нагрева высокотемпературных конструкций концентрированными потоками энергии. Интерес к этим параметрам вызван и расширяющимся использованием мощных технологических лазеров в различных технологических процессах. Без знания коэффициента отражения (поглощения) невозможно проведение расчётов температур в зоне лазерного воздействия и эффективности лазерной обработки [3].

Имеющиеся данные по отражательной способности углеграфитовых материалов [4-9] часто трудносопоставимы, так как получены в различных экспериментальных условиях для материалов, отличающихся, к тому же, рельефом поверхности, технологией изготовления и микроструктурой. Кроме того, новые виды углеродных материалов, например, волокнистые углеродные композиты, отличаются по своим свойствам от уже известных и изученных материалов. Информация об отражательной способности некоторых видов углерод-углеродных композиционных материалов с тканевым углеродным наполнителем приведена в работе [10]. Однако данные по отражательной способности самих углеродных тканей в литературе отсутствуют, поэтому сложно оценить их влияние на оптические характеристики композитов с тканевыми наполнителями.

Цель настоящей работы – определение коэффициента отражения новых видов углеграфитовых композиционных материалов графитопластов и его зависимости от длины волны падающего излучения, а также измерение отражательной способности углеродных тканей, используемых в углепластиках и углерод-углеродных композиционных материалах.

Материалы и методика эксперимента

В работе исследовалась спектральная отражательная способность ρ_λ следующих углеродных композиционных материалов:

1. Графитопласт спрессованный при

T = 423 К, не термообработанный.

2. Графитопласт спрессованный при T = 423 К, термообработанный при T = 1723 К.

3. Графитопласт для электроконтактных щёток, термообработанный в инертной среде при T = 1223 K.

4. Графитопласт, термообработанный при T = 1523 К.

5. Углеграфитовый материал, термообработанный при T = 1533 К;

6. Углеграфитовый материал, термообработанный в газовой печи при T = 1573 К с последующей термообработкой под давлением в вакуумной печи при T = 1833 К.

7. Полимерная матрица – каменноугольный пек.

Исследовалась также отражательная способность материалов № 1, 3, 4, 6 после шлифовки на наждачной бумаге 00 и последующей полировки на мягкой бумаге и ткани до зеркального состояния.

Исследуемые материалы изготовлены на основе графитового порошка марки С-1 и полимерной или углеродной в зависимости от условий термообработки матрицы из каменноугольного пека.

Проведены также измерения отражательной способности волокнистых углеродных наполнителей типа:

- лента углеродная ЛУ-3;
- углеродная ткань "Урал 22-Т";
- углеродная ткань ТНУ-4;
- углеродная ткань УТ-900.

Измерения отражательной способности проводились на фотометре отражения ФО-1, работающем по принципу интегрирующей сферы. Измерялась нормально-полусферическая отражательная способность исследуемых материалов при температуре 20 °C в диапазоне длин волн 364÷927 нм. Указанный диапазон включает или близок к длинам волн большинства технологических лазерных установок, кроме СО₂ - лазеров. Так как для расчёта теплофизических задач чаще всего нужно знать усреднённый по нагреваемой площади коэффициент отражения (поглощения), диаметр пятна освещения на поверхности материала задавался диафрагмами диаметром 18 или 30 мм в зависимости от размеров образца.

Погрешность измерений в диапазоне длин волн 400÷620 нм составляла 5%. При $\lambda = 364$ нм и $\lambda > 620$ нм, погрешность измерений коэффициента отражения можно определить по формуле ($\Delta \rho_3 / \rho_2$)% = ±(5+100/ ρ_2)%.

Размеры и количество макродефектов на поверхности исследуемых образцов определялись с помощью микроскопа МБС-9. Диаметр элементарных волокон углеродных тканей измерялся с помощью оптического микроскопа Neophot – 30 (увеличение 100).

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Отражательная способность материалов "графит-связующее". На рис.1 приведены зависимости коэффициента отражения образцов № 2-6 от длины волны падающего излучения. Для всех термообработанных материалов с углеродной матрицей наблюдается общая тенденция увеличения коэффициента отражения с ростом длины волны. При одинаковой длине волны численные значения ρ₂ для различных материалов отличаются друг от друга незначительно и практически лежат в коридоре ошибок измерения. Полученные результаты хорошо согласуются с имеющимися литературными данными [4-6, 8, 9]. Так, в работе [4] приведены спектральные коэффициенты отражения углеграфитового компактного обожжённого образца: для $\lambda\!=\!500$ нм $\rho_{\lambda}\!=\!14\%$, а для $\lambda\!=\!1000$ нм $\rho_{\lambda}\!=\!16\%$.

Различие в отражательной способности изучаемых образцов может быть вызвано несколькими причинами. Во-первых, степенью совершенства кристаллической структуры: чем ближе структура материала к структуре идеального графита, тем больше коэффициент отражения. Отражательная способность углеродных материалов определяется свойствами тонкого поверхностного слоя, в нашем случае – углеродной матрицы. Степень совершенства кристаллической структуры углеродной матрицы значительно меньше, чем графитового наполнителя, что, несомненно, снижает коэффициент отражения всех исследованных материалов по сравнению с графитом. Температура карбонизации



Рис.1. Зависимости коэффициентов отражения термообработанных образцов из графитопласта: 1 – для образца №6, 2 – для образца №4, 3 – для образца №3, 4 – для образца №5, 5 – для образца №2

исходных заготовок не превышала 1600 °С, поэтому кристаллическая структура матрицы для всех образцов примерно одинакова. Следовательно, различия в отражательной способности исследованных материалов не могут быть обусловлены различиями их микроструктуры.

На коэффициент отражения может влиять также преимущественная ориентация зёрен наполнителя, появляющаяся в результате прессования (текстура). Но, как отмечено выше, микроструктура поверхностного слоя примерно одинакова, поэтому указанный фактор также не может влиять на различия в коэффициенте отражения.

Наибольшее влияние на отражающую способность оказывает дефектность поверхности образцов. Как показало изучение поверхности образцов под микроскопом, наиболее дефектную структуру имеет образец №5 (кривая 4). Поверхность этого материала рыхлая с большим количеством пор и других дефектов размерами от 1 мкм до 0,5 мм. Образцы материала №4 (кривая 1), имеющие наибольший коэффициент отражения, имеют и наименее дефектную поверхность.

На рис.2 приведены результаты измерений отражательной способности этих же материалов после полировки. Видно, что коэф-



Рис.2. Зависимости коэффициентов отражения полированных образцов из графитопласта: 1 – для образца №4, 2 – для образца №6, 3 – для образца №3, 4 – для образца №1

фициент отражения образца №3 после полировки практически не изменяется. Это связано с высокой пористостью данного материала. В результате полировки верхний сплошной слой углеродной матрицы снимается, открывая большое количество пор, поверхность которых аналогична по микроструктуре поверхности этого материала в исходном состоянии. Кроме того, сами поры являются поглотителями падающего излучения. Образцы №4 и №6 имеют наименьшую пористость, что отражается на изменении отражательной способности этих материалов при полировке. Большее увеличение коэффициента отражения образца №4 связано, вероятнее всего, с лучшей полируемостью этого материала.

Наименьший коэффициент отражения имеют образцы №1 и полимерное связующее (рис.3). Низкий коэффициент отражения полимерного связующего (каменноугольная смола) характерен для диэлектриков. Коэффициент отражения материала №1 выше, чем ρ_{λ} полимера, но заметно ниже коэффициента отражения материалов с углеродной связкой. Это говорит о том, что отражательная способность углеродных материалов с полимерной матрицей определяется как связующим, так и графитовым наполнителем, что связа-



Рис.3. Зависимости коэффициентов отражения образцов из графитопласта спрессованного при T = 423 К: 1 – для образца термообработанного при T = 1723 К, 2 – для образца без термообработки; 3 – зависимость коэффициентов отражения полимерного связующего

но с частичной прозрачностью полимерной смолы. После полировки отражательная способность материала №1 возрастает и становится сравнимой с отражательной способностью материалов с углеродной матрицей (кривая 1 на рис.3). В результате полировки поверхности верхний слой смолы снимается и на коэффициент отражения определяющее влияние начинает оказывать графитовый наполнитель.

Интересно сравнить отражательную способность исследуемых материалов с порошковым наполнителем с отражательной способностью углерод-углеродных композитов с волокнистыми наполнителями и углеродной матрицей, полученной карбонизацией фенолформальдегидной смолы [10]. Эти два вида углеродных материалов имеют, согласно рентгенофазовому анализу, схожую микроструктуру углеродной матрицы, но совершенно различные микро- и макроструктуры наполнителей. Приведённые в работе [10] результаты почти совпадают с отражательной способностью исследуемых графитопластов с порошковым наполнителем. Если учесть, что углерод-углеродные волокнистые композиты имеют более сложный рельеф поверхности, чем рассматриваемые материалы, то

можно утверждать, что коэффициенты отражения в том и в другом случае практически одинаковы. Отсюда можно сделать вывод, что основное влияние на численное значение ρ_{λ} композитов с углеродной матрицей, независимо от характера наполнителя, оказывает поверхностный слой углерода, образующийся в результате карбонизации исходного полимерного связующего. Отражательная способность углепластиков, то есть материалов с полимерной матрицей и углеродным наполнителем зависит от макро- и микроструктуры наполнителя.

Отражательная способность углеродных тканей. Углеродные ткани получают нагревом тканевых материалов из искусственных или природных волокон до температуры примерно 1000 °С без доступа кислорода. Полученные углеродные материалы состоят из жгутов углеродных волокон толщиной до 1 мм. Каждый жгут сплетён из микроволокон-фибрилл толщиной около 10 мкм. Содержание углерода в фибриллах достигает 99%. Кристаллическая структура фибрилл менее совершенна, чем кристаллическая структура графита и аналогична структуре углеродной матрицы рассмотренных выше материалов [1].

Ниже дана характеристика макроструктуры исследованных углеродных тканей, необходимая для анализа результатов измерений.

Лента углеродная – ЛУ-3:

Толщина микроволокна – 8-9мкм. Толщина жгута – 200÷300мкм. Промежутки между жгутами (характеристика плетения) изменяются от 25мкм до 125мкм.

"Урал 22-Т":

Толщина микроволокна – 6-7 мкм. Толщина жгута – 0,5-0,75мм. Промежутки между жгутами составляют 25-50 мкм. В ткани имеется некоторое количество сквозных отверстий размерами 0,004мм² - 0,022мм² (10-15 на 1см²).

ТНУ-4:

Толщина микроволокна – 6-7 мкм. Толщина жгута изменяется незначительно (0,8 – 0,85мм). В местах переплетения продольных и поперечных жгутов имеются промежутки размерами от 0,25×0,25мм до 1×1мм. Сквозные отверстия отсутствуют.

УТ-900:

Толщина микроволокна – 5мкм. Толщина жгутов изменяется от 1,75 мм до 2,5 мм. Как и в ткани ТНУ-4 в местах сплетения присутствуют просветы размерами от 0,3×0,3мм до 1×1мм.

На рис.4 показаны зависимости коэффициента отражения углеродных тканей от длины волны. Отметим, что отражательная способность углеродных тканей в рассматриваемом диапазоне длин волн изменяется примерно в два раза, тогда как для сплошных углеграфитовых материалов ρ_{λ} изменяется в 1,3-1,4 раза. Самым заметным отличием приведённых результатов от аналогичных зависимостей для углеграфитовых материалов с порошковым наполнителем является низкое значение коэффициента отражения для всех длин волн падающего излучения. Низкое значение р, в может быть вызвано как формой волокон, из которых состоит ткань, так и наличием большого количества поглощающих промежутков.

Рассмотрим влияние формы углеродного волокна на его отражательную способность. Будем считать, что ткань состоит из бесконечно длинных волокон круглого сечения, плотно уложенных в одной плоскости. Диаметр падающего светового пучка много



Рис.4. Зависимости коэффициентов отражения волокнистых углеродных наполнителей: 1 – для ленты углеродной ЛУ-3, 2 – для Урал 22-Т, 3 – для УТ-900, 4 – для ТНУ-4

больше диаметра одного волокна, а отражение от каждого участка поверхности волокна происходит по законам геометрической оптики. Такие допущения вполне оправданны, так как $D_{min}/d_{max} > 3000$, где D_{min} – диаметр светового пучка в наших экспериментах, а d_{max} – максимальный диаметр углеродного волокна. Учтём также, что минимальный диаметр микроволокна более чем в 5 раз превосходит максимальную длину волны излучения.

Центральная часть падающего пучка, будет отражаться от поверхности волокна один раз. Периферийные части пучка будут испытывать многократные отражения от рассматриваемого волокна и волокна расположенного рядом. В этом случае общий коэффициент отражения круглого волокна можно записать следующим образом:

$$\rho_{\lambda} = l_{1} \rho_{\lambda 0} + l_{2} (\rho_{\lambda 0})^{2} + \dots + l_{n} (\rho_{\lambda 0})^{n}, \qquad (1)$$

где ρ_{λ0} - коэффициент отражения сплошного материала, аналогичного по свойствам углеродному волокну, l_n – часть поперечного сечения пучка, отражённая от волокон n раз.

Приведённые выше результаты показывают, что в рассматриваемом диапазоне длин волн коэффициент отражения сплошных материалов не превышает 30%. Поэтому основной вклад в отражательную способность будут вносить части пучка, отражённые один, два и, возможно, три раза.

Используя геометрическое приближение (рис.5а), можно найти такой угол α_1 между падающим лучом и нормалью к поверхности волокна диаметром r, при котором происходит переход от первого ко второму отражению. В этом случае отражённый луч проходит по касательной к поверхности соседнего волокна. Расчёты показывают, что часть пучка, испытывающая однократное отражение $l_1 = 0,64$.

Так как задача нахождения угла, с которого начинается "третье" отражение, является сложной, можно её упростить. Найдём угол падения α_2 , при котором отражение от соседнего волокна будет происходить по линии, соединяющей точку падения и центр сечения этого волокна (рис.5б). Будем считать, что этот угол соответствует переходу от второго к третьему отражению.



Рис.5. Схема отражения светового луча от двух плотно прилегающих друг к другу волокон: а) первое (однократное) отражение; б) второе (двукратное) отражение

Часть пучка, испытывающая двукратное отражение равна $l_2 = 0,20$. Уже "второе" отражение оказывает на общий коэффициент отражения влияние, на порядок меньшее, чем "первое". Следовательно, отражения с большей кратностью можно не рассматривать, так как они практически не будут оказывать влияния на конечный результат. Таким образом, с хорошей точностью можно записать:

$$\rho_{\lambda} = l_{1} \rho_{\lambda 0} + l_{2} (\rho_{\lambda 0})^{2} . \qquad (2)$$

Примечательно, что выражение (2) не зависит от диаметра волокна, если D_{min}/d_{max} >>1. Если между волокнами есть промежуток шириной d, то для угла α_1 можно записать:

$$\alpha_1 = \arcsin \frac{r + \sqrt{r^2 + 8(2r+d)(r+d)}}{4(2r+d)}.$$
 (3)

Таким образом, максимальная отражательная способность углеродных тканей не может превышать величину $0,7\rho_{\lambda 0}$ при условии, что длина волны падающего излучения много меньше диаметра волокна.

Для проверки рассмотренной модели отражения лучше всего использовать результаты измерений отражательной способности углеродной ленты ЛУ-3. Этот материал можно рассматривать в первом приближении как систему параллельных жгутов из плотноупакованных микроволокон. Если считать, что среднее расстояние между жгутами равно 75мкм, а средняя толщина жгута – 250 мкм, то реальная отражающая поверхность составляет около 0,7 от общей поверхности ткани. Тогда полный коэффициент отражения ткани ЛУ-3 равен примерно $0,5\rho_{\lambda 0}$. Если взять в качестве $\rho_{\lambda 0}$ максимальное значение отражательной способности углеграфитовых материалов (образец №4), то для ткани $\rho_{927} = 11\%$, что очень хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Расхождение между расчётными и экспериментальными значениями при меньших длинах волн может быть обусловлено, в частности, увеличением влияния микродефектов на поглощение падающего света при уменьшении длины волны.

Наиболее низкий коэффициент отражения имеют углеродные ткани ТНУ-4 и УТ-900. Это объясняется рыхлой структурой плетения и большим количеством поглощающих промежутков между жгутами и между отдельными микроволокнами. Более плотное плетение ткани "Урал" определяет промежуточный между ЛУ-3 и ТНУ-4 коэффициент отражения.

Выводы

На основании полученных экспериментальных результатов по измерению отражательной способности углеграфитовых композиционных материалов в диапазоне длин волн излучения 364÷927 нм можно сделать следующие выводы.

1. Отражательная способность композиционных материалов с графитовым наполнителем и углеродной матрицей определяется отражательной способностью углеродной матрицы и зависит от макроструктуры поверхности. При отсутствии развитой поверхностной пористости отношение самого низкого и самого высокого коэффициентов отражения исследованных материалов на одной длине волны – не менее 0,8. Увеличение количества дефектов ведёт к уменьшению отражательной способности материала.

2. Увеличение отражательной способности полированных углеграфитовых материалов обусловлено большим коэффициентом отражения графитового наполнителя и зависит от количества и размеров дефектов на поверхности.

3. Отражательная способность материала с графитовым наполнителем и полимерной матрицей определяется обоими компонентами материала вследствие частичной прозрачности полимерной матрицы. Отражательная способность полированных материалов с полимерной матрицей определяется, в основном, графитовым наполнителем и совпадает с отражательной способностью аналогичных материалов с углеродной матрицей, имеющих развитую поверхностную пористость.

4. Отражательная способность слоя углеродных волокон круглого сечения не может превышать $0,7\rho_{\lambda 0}$, где $\rho_{\lambda 0}$ – коэффициент отражения монолитного углеродного материала, аналогичного по микроструктуре углеродному волокну. Отражательная способность углеродных тканей зависит от плотности плетения и практически не зависит от диаметра микроволокон при плотной их упаковке в жгуты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фиалков А.С. Углерод, межслоевые соеди-

нения и композиты на его основе. М.: Аспект Пресс, 1997.

- Гардымов Г.П., Мешков Е.В., Пчелинцев А.В. и др. Композиционные материалы в ракетно-космическом аппаратостроении. СПб.: СпецЛит, 1999.
- Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник. М.: Машиностроение, 1985.
- 4. *Taft E.A., Philipp H.R.* Optical Properties of Graphite // Phys.Rev. 1965. V.138. №1A.
- 5. *Philipp H.R.* Infrared optical properties of graphite // Phys. Rev. B. 1977. Vol.16. №6.
- Излучательные свойства твёрдых материалов. Справочник / Под ред. А.Е.Шейндлина. М.: Энергия, 1974.
- Бехтерев А.Н., Золотарёв В.Н., Яковлев В.Б. Исследование оптических постоянных кристаллических и аморфной модификаций углерода методом ИК спектроскопии отражения // Оптика и спектроскопия. 1985. Т.59. Вып.5.
- Бехтерев А.Н., Золотарёв В.М. Оптические свойства и структура графитоподобных кристаллических и аморфных модификаций углерода // Оптико-механическая промышленность. 1986. №12.
- Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат. 1991.
- 10. Gureev D.M., Kuznetsov S.I., Petrov A.L. Changes in the Structure and Surface Properties of Carbon-Carbon Composites under the Action of Laser Radiation // Journal of Russian Laser Research. 2000.V.21. №3.

REFLECTIVITY OF CARBON COMPOSITE MATERIALS

© 2002 S.I. Kuznetsov, A.L. Petrov, A.Yu. Parshikov

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev of Russian Academy of Sciences

The normal monochromatic reflectivity was measured of carbon fabrics and carbon composites based on graphite powder in the wavelength range 364-927 nm. The reflectivity of carbon composites based on powder and fabrics is identical. It is determined by the reflectivity of a carbon matrix (depending on the microstructure and the surface relief). The reflectivity of composites with graphite powder and polymeric matrix depends on both components of a material. The small reflectivity of carbon fabrics can be explained by the characteristics of bundling and is independent of the elementary fiber diameter practically.

УДК 621.373

КОЛЕБАТЕЛЬНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА В АКТИВНОЙ СРЕДЕ КИСЛОРОДНО-ЙОДНОГО ЛАЗЕРА

© 2002 В.Н. Азязов, С.Ю. Пичугин, В.С. Сафонов, Н.И. Уфимцев

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Проведен расчет заселённостей колебательных уровней кислорода в активной среде химического кислородно-йодного лазера. Показано, что имеет место существенно неравновесное заселение колебательных уровней кислорода. Относительная заселенность колебательных уровней кислорода в активной среде может достигать нескольких десятков процентов. Менее половины убывшей энергии от запасенной в синглетном кислороде идет на нагрев газовой смеси, остальная часть поступает на диссоциацию йода, в электронные и колебательные степени свободы компонентов среды. Электронно-возбужденные состояния йода $I_2(A' и A)$ могут служить промежуточными состояниями в процессе диссоциации йода, которые заселяются при столкновениях с колебательно-возбужденными молекулами синглетного кислорода.

Введение

Отличительной особенностью химического кислородно-йодного лазера (ХКЛ) является существенно неравновесное заселение электронных и колебательных состояний компонентов его активной среды. Более половины молекул кислорода находятся в электронно-возбужденном синглетном состоянии, а несколько десятков процентов в колебательно-возбужденном состоянии [1, 2]. Активная среда лазера формируется в результате протекания нескольких десятков реакций, компонентами которых, как правило, являются возбужденные частицы. Хорошо известно, что колебательная энергия может увеличивать скорость передачи электронной энергии [3]. В работах [1, 2] предложен механизм диссоциации молекулярного йода в среде синглетного кислорода (СК). Активную роль в диссоциации играют электронно-возбужденные состояния йода I₂(A') и I₂(A) и колебательно возбужденные молекулы СК. В настоящей работе $I_2(X), I_2(A'), I_2(A)$ обозначают молекулы йода в электронных состояниях X¹Σ, $A'^{3}\Pi_{2u}$ и $A^{3}\Pi_{1u}$ соответственно; $O_{2}(X)$, $O_{2}(a)$, О₂(b) – молекулы кислорода в электронных состояниях $X^{3}\Sigma$, $a^{1}\Delta$ и $b^{1}\Sigma$; I, I^{*} - атомы йода в состояниях ²P_{3/2}, ²P_{1/2}.

Колебательное возбуждение молекул в среде ХКЛ может быть важным не только в процессе диссоциации молекул йода, но и в

процессах дезактивации электронной энергии. В реакциях пуллинга (1) и (2) (табл.) происходит убыль СК на вышестоящий электронно-возбужденный уровень О₂(b), который эффективно тушится на парах воды по реакции (5). В работах [4-6] найдены температурные зависимости констант скоростей этих реакций. В [4] измерена константа скорости реакции (1) в интервале температур 300 ÷ 1850 К. Измеренная константа очень быстро растет с температурой. Реакция пуллинга (2) – это один из основных процессов тушения синглетного кислорода. Температурная зависимость данной реакции была измерена в диапазоне T=259 - 353 К [5]. Было найдено, что отношение К₂/К₁ постоянно в этом температурном диапазоне. Можно предположить, что это отношение постоянно и при более высоких температурах.

Результаты эксперимента [4] указывают на то, что возрастание энергии в поступательных степенях свободы сталкивающихся партнеров увеличивает константу скорости реакций пуллинга. Энергия колебательных степеней свободы молекул среды может также увеличивать константы скоростей этих реакций. Влияние колебательной энергии молекул на скорость реакции может быть существенным. Это наиболее просто описывается моделью Парка [7]. В этой модели вместо температуры Т в выражение для констан-

номер	Реакция	Константа скорости К _ј см ³ /с	Ссылки
1	$O_2(a) + O_2(a) \rightarrow O_2(b,v) + O_2(X,v')$	$9,5 \times 10^{-28} \text{T}^{3,8} \exp(700/\text{T})$	8
2	$O_2(a) + I^* \longrightarrow O_2(b,v) + I$	$4 \times 10^{-24} T^{3,8} exp(700/T)$	8
3	$O_2(a) + I \leftrightarrow O_2(X) + I^*$	7,8×10 ⁻¹¹ (T/295) ^{0,5}	8, 9
4	$O_2(X) + I^* \longrightarrow O_2(X,v) + I$	3×10 ⁻¹⁴	10
5	$O_2(b) + H_2O \rightarrow O_2(a, v) + H_2O(v')$	6,7×10 ⁻¹²	11
6	$I^* + I_2(X) \rightarrow I + I_2(X,v)$	3×10 ⁻¹¹	12
7	$I^* + H_2O \rightarrow I + H_2O(v)$	2,3×10 ⁻¹²	13
8	$O_2(b) + I_2(X) \rightarrow O_2(X) + 2I$	4×10 ⁻¹²	14
9	$O_2(b) + I_2(X) \rightarrow O_2(X) + I_2(?)$	2×10 ⁻¹¹	11
10	$O_2(a,v=1) + I_2(X) \iff O_2(X) + I_2(A')$	2×10 ⁻¹²	
11	$O_2(a,v=2) + I_2(X) \iff O_2(X) + I_2(A)$	варьируется	
12	$O_2(a) + I_2(A' \text{ or } A) \rightarrow O_2(X) + 2I$	3×10 ⁻¹¹	
13	$I_2(A') + H_2O \rightarrow I_2(X) + H_2O$	3,4×10 ⁻¹²	15
14	$I_2(A') + N_2 \rightarrow I_2(X) \ + \ N_2$	3,5×10 ⁻¹⁴	16
15	$O_2(a, v) + O_2(a, v') \iff O_2(a, v-1) + O_2(a, v'+1)$	10^{-12} (v=1, v'=0)	17
16	$O_2(a, v) + O_2(X, v') \leftrightarrow O_2(a, v-1) + O_2(X, v'+1)$	10 ⁻¹² (v=1, v'=0)	18
17	$O_2(a, v) + O_2(X, v') \leftrightarrow O_2(X, v) + O_2(a, v')$	1,7×10 ⁻¹¹	19
18	$O_2(v) + H_2O \rightarrow O_2(v-1) + H_2O$	10 ⁻¹⁶	20
19	$O_2(v) + O_2 \longrightarrow O_2(v-1) + O_2$	2×10^{-18}	21
20	$O_2(v) + H_2O(000) \rightarrow O_2(v-1) + H_2O(010)$	3×10 ⁻¹³	1
21	$H_2O(010) + H_2O \rightarrow H_2O(000) + H_2O$	5×10 ⁻¹¹	22
22	$I_2(A') + O_2(X) \longrightarrow I_2(X,v>10) + O_2(a)$	6,3×10 ⁻¹²	15

Таблица. Список реакций

ты скорости реакции ставится эффективная температура $T_{eff} = T^s T_v^{1-s}$, где T_v - колебательная температура молекул, участвующих в реакции, s- параметр модели.

Таким образом, процессы с участием колебательно-возбужденных молекул $O_2(a, v)$ могут быть определяющими в ходе тушения синглетного кислорода и приводить к заметному снижению лазерной эффективности. Поэтому представляет несомненный интерес определение заселенностей колебательных уровней $O_2(a, v)$ в среде ХКЛ. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию распределения молекул кислорода по колебательным уровням в лазерной среде и его влияния на коэффициент усиления ХКЛ.

Расчётная модель

Мы предполагаем, что газовый поток на входе в лазерный реактор состоит из молекулярного кислорода в электронных состояниях $X^{3}\Sigma$, $a^{1}\Delta b^{1}\Sigma$ с концентрациями N_{X} , N_{a} , N_{b} , паров воды с концентрацией N_{w} и молекулярного йода в основном электронном состоянии $I_{2}(X, {}^{1}\Sigma)$ с концентрацией N_{12} . Рассмотрим поток с постоянным поперечным сечением с дозвуковой скоростью (при числе Маха $M^{2} = U^{2}/a^{2} \ll 1$) в предположении мгновенного смешения газовых потоков (U и а – скорости газа и звука соответственно). Молекулярный йод быстро диссоциирует в присутствии синглетного кислорода. Процесс диссоциации не достаточно ясен. К настоящему времени предложено несколько каналов диссоциации I_2 [1, 15, 23, 24]. Каждый канал может вносить свой вклад в процесс диссоциации. Основная проблема – это определение доминирующего канала среди них.

В настоящей работе мы используем механизм диссоциации, в котором электронновозбужденные промежуточные состояния I₂(A') или I₂(A) заселяются при столкновениях с колебательно-возбужденными молекулами O₂(a, v=1 или 2) (реакции (10) и (11)) [1, 2]. Последующие столкновения с О₂(а) вызывают диссоциацию I₂ (процесс (12)). Значения констант скоростей К₁₀ и К₁₁ не известны. В [15] наблюдалось, что О₂ гораздо эффективней тушит $I_2(A')$, чем Ar и H_2O , поэтому в [15] сделан вывод, что это тушение обусловлено в основном ЕЕ процессом (22), разрешенным принципом Франка-Кондона, а также тушение $I_2(A')$ на O_2 обусловлено доминированием обратной реакции (10). Реакция (10) не удовлетворяет принципу Франка-Кондона. Однако, известны быстрые реакции ЕЕ-обмена, запрещенные этим принципом. Если предположить, что константа скорости обратной реакции (10) равна константе скорости тушения $I_2(A')$ на O_2 – K₁₀ =6,3×10⁻¹² см³/с, измеренной в [15], то из принципа детального равновесия мы можем оценить верхний предел константы скорости прямой реакции (10), то есть

$$K_{10}^+ \approx 2 \times 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{c}$$

Заметим, что энергии возбуждения состояний O₂(a, v=2) и I₂(A) почти одинаковы: 10823 и 10847 ст⁻¹ соответственно. Можно предположить, что резонансный ЕЕ обмен энергий между этими состояниями происходит в ходе процесса (11). Константа скорости этой реакции не измерена, поэтому мы проводили расчеты для трех значений этой константы: $K_{11}^{I}=0$, $K_{11}^{II}=2\times10^{-11}$ и $K_{11}^{III}=2\times10^{-10}$ см³/с. В настоящей работе мы предполагаем,

что І₂(А) тушится компонентами среды ХКЛ, так же как и I₂(A'). Реакции (1, 2, 4-7, 9, 13, 14) - это реакции релоксации. Колебательные уровни кислорода заселяются по реакциям пуллинга (1, 2), (4) и при тушении $O_{2}(b)$ парами воды (реакция (5)). В реакции (1) образуются в основном колебательно- возбужденные молекулы O₂(b, v=2) [26]. О колебательном возбуждении продуктов реакции (2), (4) и (5) известно мало. Вероятность колебательного возбуждения Н₂O(001) в реакции (5) равна 0,1 [27]. Возможно, основная часть высвобождающейся энергии в реакциях (2), (4) и (5) идет на возбуждение колебательных уровней кислорода [28]. Обмен колебательными квантами между молекулами синглетного кислорода происходит в процессах (15), а между молекулами кислорода в различных электронных состояниях – в процессах (16) и (17).

Изменение долей компонентов $\eta_j = g_j / g_{ox}$, газовой температуры Т и коэффициента усиления g в среде ХКЛ вдоль координаты Х описываются следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{d\eta_a}{dx} &= \frac{\left(N_{ox}\right)_0}{U_0} \left(\frac{T_0}{T}\right)^2 \times \\ \times \left(-2K_1\eta_a^2 - K_2\eta_a\eta_{I^*} - K_3^+\eta_a\eta_I + \\ + K_3^-\eta_X\eta_{I^*} + K_5\eta_b\eta_w - K_{10}^+\eta_{a1}\eta_{I2} + \\ + K_{10}^-\eta_X\eta_{A'} - K_{11}^+\eta_{a2}\eta_{I2} + K_{11}^-\eta_X\eta_A - \\ + K_{12}\eta_a(\eta_{A'} + \eta_A)); \end{aligned}$$

$$\frac{d\eta_{b}}{dx} = \frac{(N_{ox})_{0}}{U_{0}} \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{2} \times (K_{1}\eta_{a}^{2} + K_{2}\eta_{a}\eta_{I^{*}} - K_{5}\eta_{b}\eta_{w} - K_{8}\eta_{b}\eta_{I2} - K_{9}\eta_{b}\eta_{I2});$$

$$\frac{d\eta_{I^{*}}}{dx} = \frac{(N_{ox})_{0}}{U_{0}} \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{2} \times (-K_{2}\eta_{a}\eta_{I^{*}} + K_{3}^{+}\eta_{a}\eta_{I} - K_{3}^{-}\eta_{X}\eta_{I^{*}} - K_{4}\eta_{X}\eta_{I^{*}} - K_{6}\eta_{I2}\eta_{I^{*}} - K_{7}\eta_{w}\eta_{I^{*}});$$

$$\frac{d\eta_{A'}}{dx} = \frac{(N_{ox})_{0}}{U_{0}} \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{2} \times \\
\times (K_{10}^{+}\eta_{a1}\eta_{I2} - K_{10}^{-}\eta_{X}\eta_{A'} - \\
- K_{12}\eta_{a}\eta_{A'} - K_{13}\eta_{A'}\eta_{w} - K_{14}\eta_{A'}\eta_{N2});$$

$$\frac{d\eta_{A}}{dx} = \frac{(N_{ox})_{0}}{U_{0}} \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{2} \times \\
\times (K_{11}^{+}\eta_{a2}\eta_{I2} - K_{11}^{-}\eta_{X}\eta_{A} - \\
- K_{12}\eta_{a}\eta_{A} - K_{13}\eta_{A}\eta_{w} - K_{14}\eta_{A}\eta_{N2});$$

$$\frac{d\eta_{I2}}{dx} = \frac{(N_{ox})_{0}}{U_{0}} \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{2} \times \\
\times (-K_{8}\eta_{b}\eta_{I2} - K_{12}\eta_{a}(\eta_{A'} + \eta_{A}));$$

$$\frac{d\eta_{\nu}}{dx} = \frac{(N_{ox})_{0}}{U_{0}} \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{2} \times \\ \times \{(2\gamma_{2,1} + \gamma_{1,1})K_{1}\eta_{a}^{2} + (2\gamma_{2,2} + \gamma_{1,2})K_{2}\eta_{a}\eta_{I^{*}} + \\ + (3\gamma_{3,4} + 2\gamma_{2,4} + \gamma_{1,4})K_{4}\eta_{X}\eta_{I^{*}} + \\ + (3\gamma_{3,5} + 2\gamma_{2,5} + \gamma_{1,5})K_{5}\eta_{b}\eta_{w} - \\ - K_{10}\eta_{a1}\eta_{I2} - 2K_{11}\eta_{a2}\eta_{I2} - K_{18}\eta_{\nu}\eta_{w} \\ - K_{19}\eta_{\nu} - K_{20}\eta_{\nu}\eta_{w} + K_{20}\eta_{w1}\exp(\Delta E/kT)\} ; (23)$$

$$\frac{d\eta_{w1}}{dx} = \frac{(N_{ox})_0}{U_0} \left(\frac{T_0}{T}\right)^2 \times \{\beta_{1,7}K_7\eta_w\eta_{I^*} + \beta_{1,5}K_5\eta_b\eta_w + K_{20}\eta_w\eta_w - K_{20}\eta_{w1}\exp(\Delta E/kT) - K_{21}\eta_{w1}\eta_w + K_{21}\eta_w^2\exp(-E_w/kT)\};$$

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dx} &= \frac{\left(N_{ox}\right)_{0}}{C_{p}\left(1+h\right)U_{0}} \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{2} \times \\ &\times \left(q_{1}K_{1}\eta_{a}^{2} + q_{2}K_{2}\eta_{a}\eta_{I^{*}} + q_{4}K_{4}\eta_{X}\eta_{I^{*}} + \\ &+ q_{5}K_{5}\eta_{b}\eta_{w} + q_{6}K_{6}\eta_{I2}\eta_{I^{*}} + q_{7}K_{7}\eta_{w}\eta_{I^{*}} + \\ &+ q_{9}K_{9}\eta_{b}\eta_{I2} + q_{13}K_{13}\eta_{w}(\eta_{A'} + \eta_{A}) + \\ &q_{14}K_{14}\eta_{N2}(\eta_{A'} + \eta_{A}) + q_{18}K_{18}\eta_{v}\eta_{w} + \\ &+ q_{19}K_{19}\eta_{v} + q_{21}K_{21}\eta_{w1}\eta_{w}); \end{aligned}$$

$$\eta_{i} = \frac{\eta_{v}^{i}}{(\eta_{v}+1)^{i+1}}, \qquad i = 0, 1, 2, 3, ...$$

$$\eta_{a1} = \frac{B - \sqrt{B^{2} - 4(C_{1}-1)C_{1}\eta_{a}\eta_{1}}}{2(C_{1}-1)}; \qquad (24)$$

$$\eta_{a2} = \frac{C_{2}\eta_{2}\eta_{a0}}{\eta_{0} + \eta_{a0}(C_{2}-1)}; \qquad C_{1} = \exp(104/T); \qquad C_{2} = \exp(104/T); \qquad C_{2} = \exp(213/T); \qquad C_{3} = \exp(324/T); \qquad B = \eta_{a}(C_{1}-1) + C_{1}\eta_{1} + \eta_{0}; \qquad \eta_{a0} \cong \eta_{a} - \eta_{a1}; \qquad \eta_{x} + \eta_{a} + \eta_{b} = 1; \qquad \eta_{x} + \eta_{a} + \eta_{b} = 1; \qquad \eta_{Io} = \eta_{I} + \eta_{I^{*}} = 2\{(\eta_{I2})_{0} - \eta_{I2}\}; \qquad 7\sigma(N_{-})_{-}T$$

$$g = \frac{7\sigma(N_{ox})_{0}}{24} \frac{T_{0}}{T} (3\eta_{I^{*}} - \eta_{Io});$$
$$U = \frac{T}{T_{0}} U_{0};$$

$$K_3^- = K_3^+ / K_{eq};$$

$$K_{eq} = 0,75 \exp(402/T);$$

$$\sigma = 1,3 \times 10^{-17} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{0.5} cm^2;$$

$$(N_{ox})_0 = 9,66 \times 10^{18} \frac{P(Too)}{T_0(K)} cm^{-3};$$

$$K_1 = 9,5 \times 10^{-28} T_{eff}^{3.8} \exp(700/T_{eff});$$

$$K_2 = 4 \times 10^{-24} T_{eff}^{3.8} \exp(700/T_{eff});$$

$$T_{eff} = T^s T_v^{1-s};$$

$$T_v = \frac{E_1}{k \ln(1 + 1/\eta_v)};$$

Индексы a, b, X обозначают электронные состояния кислорода $a^{1}\Delta, b^{1}\Sigma$ и X $^{3}\Sigma,$ соответ-

ственно; I*, I – атомы йода в электронны х состояниях ²P_{1/2} и ²P_{3/2}; А' и А – молекулярный йод в электронных состояниях А'³П₂, и А³П₁ соответственно; I2 – молекулярный йод во всех состояниях; w – пары воды; 0 обозначает начальное состояние; $g_{ox} = N_{ox}U$ - суммарный поток кислорода; g_i – поток j-той компоненты; q_i – энергия, выделяющаяся в j-ой реакции; С_р-молярная теплоемкость газовой среды; η_i - доля кислорода на i- том колебательном уровне; η_{w1} – доля молекул H₂O(010); η, – средний запас колебательных квантов в молекулах кислорода; $\gamma_{i,j}$ – вероятности возбуждения і-го колебательного уровня О2 в j-ом процессе; $\beta_{1,i}$ – среднее количество колебательных квантов в изгибной моде молекул воды, которое возбуждается в ј-том процессе; К_{еq} – константа равновесия реакции (3); σ - сечение индуцированного излучения для перехода I(${}^{2}P_{1/2}$, F = 3) \rightarrow I(${}^{2}P_{3/2}$ = 4) при T=T₀; Е₂ и Е₁ – колебательные энергии H₂O(010) и O₂(a, v = 1) молекул; h – степень разбавления буферным газом; Р-давление газа.

Уравнение (23) описывает изменение среднего запаса колебательных квантов O_2 вдоль координаты X. Если скорость возбуждения колебательных уровней молекул кислорода намного меньше, чем скорость V – обмена в процессах (15)-(17), то распределение молекул O_2 по колебательным уровням будет Больтцмановским (формулы (24)) [29].

Результаты расчетов и их обсуждение

Для среды состава $O_2(X):O_2(a):H_2O:I_2:N_2 = k:l:m:n:s$ имеем следующие начальные значения долей компонентов:

$$(\eta_{a})_{0} = \frac{l}{k+l}; \quad (\eta_{12})_{0} = \frac{n}{k+l}; (\eta_{1*})_{0} = (\eta_{A'})_{0} = (\eta_{A})_{0} = 0; \eta_{w} = \frac{m}{k+l}; \quad \eta_{N2} = \frac{s}{k+l}.$$

Начальное значение среднего запаса колебательных квантов O₂ принимаем равным доле молекул кислорода на первом колебательном уровне на выходе генератора синглетного кислорода [2]:

$$(\eta_{\nu})_{0} \approx (\eta_{1})_{0} = (2\gamma_{2,1} + \gamma_{1,1}) \frac{K_{1}\eta_{a}^{2}}{K_{20}\eta_{w}} + (2\gamma_{2,1} + \gamma_{1,1} + \beta_{1,5}) \frac{K_{1}\eta_{a}^{2}}{K_{21}\eta_{w}^{2}} \times \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{E_{1}}{kT}\right)$$

Аналогично для начального значения доли колебательно-возбужденных молекул воды имеем [2]:

$$(\eta_{w1})_0 = (2\gamma_{2,1} + \gamma_{1,1} + \beta_{1,5}) \frac{K_1 \eta_a^2}{K_{21} \eta_w} + \exp\left(-\frac{E_w}{kT}\right)$$

Начальное значение доли молекул O₂(b) можно с высокой точностью найти из равенства скоростей их образования в процессе (1) и убыли в реакции (5): $(\eta_b)_0 = K_1 \eta_a^2 / (K_5 \eta_w)$.

Мы рассчитывали средний запас колебательных квантов молекул O_2 , доли синглетного кислорода, атомарного и молекулярного йода, коэффициент усиления и температуру в зависимости от координаты х для среды состава $O_2(X):O_2(a):H_2O:I_2:N_2=300:700:20:10:0$ при следующих параметрах: $U_0=100$ м/с; $T_0=300^\circ$ K; $P_0=1$ Top; $C_p=29,085$ Дж/моль; $\gamma_{2,1}=1; \gamma_{1,1}=1; \gamma_{2,2}=1; \gamma_{1,2}=0; \gamma_{3,4}=1; \gamma_{2,4}=0; \gamma_{1,4}=0; \gamma_{3,5}=0,8; \gamma_{2,5}=0; \gamma_{1,5}=0; \beta_{1,5}=0,2; \beta_{1,7}=3; q_1=q_2=0; q_4=37717$ Дж/моль; $q_5=16216$ Дж/моль; $q_6=90996$ Дж/моль; $q_7=33731$ Дж/моль; $q_{18}=q_{19}=17763$ Дж/моль; $q_{21}=19092$ Дж/моль.

На рис.1 представлена расчетная зависимость доли $O_2(^1\Delta)$ от координаты х для трех значений параметра модели Парка: s=1; 0,5; 0,2. Значение s=1 соответствует случаю, когда колебательное возбуждение молекул кислорода не влияет на скорость реакций пуллинга. Видно, что потери электронной энергии быстро увеличиваются с расстоянием при s≤0,5. Для примера, при x=10 см и s=0,2 расчетная доля синглетного кислорода составляет 39 %, а при s=1 она равна 61%. Таким образом, колебательное возбуждение молекул O_2 может существенно увеличить скорость потерь электронной энергии в ХКЛ.

На рис.2, 3 представлены расчетные зависимости коэффициента усиления от коор-



Рис.1. Расчетная зависимость доли синглетного кислорода от координаты х для трех значений параметра модели Парка s=1; 0,5; 0,2 при $K_{11}^{III} = 2 \times 10^{-10} \, \mathrm{cm^{3/c}}$

динаты х. Максимальное значение коэффициента усиления и соответствующее ему значение координаты х_{тах} изменяются незначительно при изменении s и K_{11} . Быстрые потери электронной энергии при s≤0,5 приводят к резкому падению коэффициента усиления активной среды в потоке после x_{max}. Процесс (11) при $K_{11}^{III} \le 2 \times 10^{-11}$ см³/с не оказывает влияние на скорость диссоциации йода (рис.3). На рис.4 представлена расчетная зависимость среднего запаса колебательных квантов О2 от х при трех значениях параметра модели Парка: s=1; 0,5; 0,2. Учет влияния колебательной энергии на скорость реакций пуллинга (1) и (2) увеличивает скорость заселения колебательных уровней О₂. Энергия



Рис.2. Расчетный коэффициент усиления ХКЛ д в зависимости от координаты х при трех значениях параметра модели Парка: s=1; 0,5; 0,2 и $K_{11}^{III} = 2 \times 10^{-10}$ см³/с



Рис.3. Коэффициент усиления д ХКЛ в зависимости от координаты х, рассчитанный при s= 0,2 для трех значений константы скорости K_{11} : кривая I - $K_{11}^{I} = 0$ см³/с; кривая II- $K_{11}^{II} = 2 \times 10^{-11}$ см³/с; кривая III - $K_{11}^{III} = 2 \times 10^{-10}$ см³/с

синглетного кислорода при его релаксации идет на возбуждение поступательных, колебательных и электронных степеней свободы атомов и молекул среды.

Доли энергии, идущие на возбуждение различных степеней свободы, определяются следующими формулами:

 $\varepsilon_T = C_p (T - T_0) / \Delta Q_a$ - доля, идущая на термический нагрев, $\varepsilon_v = E_1 \eta_v / \Delta Q_a$ - доля, идущая на колебательное возбуждение молекул кислорода, $\varepsilon_b = E_b \eta_b / \Delta Q_a$ - доля электронной энергии, приходящаяся на состояние O₂(b), где



Рис.4. Расчетные зависимости среднего запаса колебательных квантов молекул кислорода от х при $K_{11}^{III} = 2 \times 10^{-10}$ см³/с для трех значений параметра модели Парка: s=1; 0,5; 0,2



Рис.5. Доли электронной энергии синглетного кислорода, идущие на поступательные $\varepsilon_{\rm T}$, колебательные $\varepsilon_{\rm v}$ и электронные $\varepsilon_{\rm b}$ степени свободы, в зависимости от координаты х при

s=0,2 и
$$K_{11}^{III} = 2 \times 10^{-10}$$
 см³/с

 $\Delta Q_a = E_a [(\eta_a)_0 - \eta_a]$ - потери электронной энергии, запасенной в синглетном кислороде, E_a , E_b – энергии электронно возбужденных состояний $O_2(a)$ и $O_2(b)$ соответственно. Рис.5 показывает, что большая часть энергии синглетного кислорода идет в электронную и колебательную энергию. Например, при х = 10 см ε_b =0,49, ε_v =0,28 и только 11 % идет на поступательные степени свободы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Азязов В.Н., Сафонов В.С., Уфимцев Н.И. Диссоциация І₂ и колебательная кинетика в кислородно-йодном лазере // Квантовая электроника. 2000. №30.
- Азязов В.Н., Пичугин С.Ю., Сафонов В.С., Уфимцев Н.И. Распределение молекул О₂ по колебательным уровням на выходе генератора синглетного кислорода // Квантовая электроника. 2001. №31.
- Андреев Е.А., Никитин Е.Е. Передача колебательной и электронной энергии в атомно-молекулярных столкновениях // Химия плазмы. 1976. №3.
- 4. *Borrell P.M., Borrell P., Grant K.R., Pedley M.D.* Rate constant for the energy-pooling and quenching reactions of singlet molecular oxygen at high temperatures. J. Phys. Chem., 86. 1982.
- 5. Heidner III R.F., Gardner C.E., El-Sayed T.M., Segal G.I., Kasper J.V.V. Temperature

dependence of $O_2(^1\Delta) + O_2(^1\Delta)$ and $I(^2P_{_{1/2}}) + O_2(^1\Delta)$ energy pooling// J. Chem. Phys., 74. 1981.

- 6. *Lilenfeld H.V., Carr P.A.G., Hovis F.E.* Energy pooling reactions in the oxygen-iodine system // J. Chem. Phys., 81. 1984.
- 7. Park C. J. Thermophys. Heat Transfer, 2. 1988.
- Barmashenko B.D., Rosenwaks S. Power dependence of chemical oxygen-iodine lasers on iodine dissociation // AIAA Journ., 34. 1996.
- Marter T. Van, Heaven M.C., Plummer D. Measurement of the rate constant for the quenching of I(²P_{1/2}) by O₂(X) at 150 K // Chem. Phys Lett., 260. 1996.
- 10. *Fisk G.A., Hays G.N.* Kinetic rates in the oxygen-iodine system // J. Chem. Phys., 77.
- 11. Aviles R.G., Muller D.F., Houston P.L. Quenching of laser-excited $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ by CO_2 , H_2O and I_2 // Appl.Phys.Lett., 37, 1980.
- 12. *Cline J.I., Leone S.R.* // J. Phys. Chem., 95, 2917(1991).
- 13. *Burde D.H., McFarline R.A.* Collisional quenching of excited iodine atoms $I(5p^{52}P_{1/2})$ by selected molecules // J. Chem. Phys., 64.
- 14. Muller D.F., Young R.H., Houston P.L., Wiesenfeld J.R. Direct observation of I_2 collisional dissociation by $O_2(b^1\Sigma)$ // Appl. Phys. Chem., 38. 1981.
- 15. *Komissarov A.V., Goncharov V., Heaven M.C.* Chemical Oxygen Iodine Laser (COIL) kinetics and mechanisms // Proc. SPIE, 4184. 2001.
- Tellinghuisen J., Phillips L.F. Kinetics of I₂ following photolysis at 1930 A°: Temperature dependence of A'-state quenching // J. Phys. Chem., 90.
- Collins R.J., Husain D. A kinetic study of vibrationally excited O₂(¹Δ, v=1), by timeresolved absorption spectroscopy in the vacuum ultraviolet // J. Photochem., 1. 1972.
- 18. Bloemink H.I., Copeland R.A., Slander T.G. Collisional removal of $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1,2)$ by O_2 , N_2 , and CO_2 // J.Chem.Phys., 109. 1998.
- 19. Jones I.T.N., Bayes K.D. Electronic energy transfer from ³²O₂(a¹DD_g) to ³⁶O₂(X³SS_g⁻) // J.Chem.Phys., 57. 1972.
- 20. Britan A.B., Starik A.M. The study of vibrationally nonequilibrium flow in the CO₂-N₂-O₂-H₂O mixture // Zh. Prikl. Mekh. Fiz.(Russian). 1980. №4.

- Parker J.G., Ritke D.N. Collisional deactivation of vibrationally excited singlet molecular oxygen // J. Chem. Phys., 59. 1973.
- 22. Finzi J., Hovis F.E., Panfilov V.N., Hess P., Moore C.B. Vibrational relaxation of water vapor // J.Chem. Phys., 67. 1977.
- 23. Arnold S.J., Finlayson N., Ogryzlo E.A. Some novel energy-pooling processes involving $O_2(^1\Delta)$ // J. Chem. Phys., 44. 1966.
- 24. Heidner R.F. III, Gardner C.E., Segal G.I., El-Sayed T.M. Chain-reaction mechanism for I_2 dissociation in the $O_2(^1\Delta)$ -I atom laser // J.Phys.Chem., 87. 1983.
- 25. *Bamford C.H., Tipper C.F.H.* The formation and decay of excited species. Elsevier, Amsterdam, 1969. Vol.3.

- 26. Schurath U. The energy pooling reaction 2 $O_2(^{1}\Delta) \rightarrow O_2(^{3}\Sigma) + O_2(^{1}\Sigma)$; Formation, Relaxation, and Quenching of vibrationally excited $O_2(^{1}DD) // J$.Photochem., 4. 1975.
- 27. Thomas R.G.O., Thrush B.A. Energy transfer in the quenching of singlet molecular oxygen. II. The rates of formation and quenching of vibrationally excited molecules // Proc. R. Soc. Lond., 356. 1977.
- Thomas R.G.O., Thrush B.A. Energy transfer in the quenching of singlet molecular oxygen. II. Application of statistical theory // Proc. R. Soc. Lond., 356. 1977.
- 29. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.

VIBRATIONAL EXCITATION OF OXYGEN MOLECULES IN ACTIVE MEDIUM OF OXYGEN-IODINE LASER

© 2002 V.N. Azyazov, S.Yu. Pichugin, V.S. Safonov, N.I. Ufimtsev

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev of Russian Academy of Science

The calculation of the population of the oxygen vibrational levels in the active medium of chemical oxygen-iodine laser is carried out. It is shown, that the high nonequilibrium population of oxygen vibrational levels takes place and can reach up to a few tens percents. Less than half of energy losses goes on heating of a gas mixture, other part acts on I_2 dissociation, in electronic and vibrational degrees of freedom. The electronically exited $I_2(A')$, $I_2(A)$ states can serve intermediate during iodine dissociation. They are populated at collisions with the vibrationally exited singlet oxygen molecules.

УДК 621.373.826:61

полевая модель лазеротерапии

© 2002 В.П. Захаров¹, С.П. Котова², С.В. Яковлева³, В.В. Якуткин²

¹Самарский государственный аэрокосмический университет ²Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН ³Екатеринбургский кардиологический научно-практический центр

В работе описана модель полевого воздействия низкоинтенсивного электромагнитного излучения оптического диапазона на организм человека. Приводятся результаты экспериментов *in vitro* и *in vivo*, подтверждающие справедливость данного подхода.

Введение

Распространенность лазеро- и светотерапии позволила накопить огромный практический материал по применению низкоинтенсивного электромагнитного излучения в самых различных областях медицины [1-5]. Однако преобладание эмпирического подхода к разработкам методов и методик лечения часто приводит к противоречивым результатам, что во многих случаях является следствием отсутствия ясного понимания механизмов воздействия низкоинтенсивного излучения на организм. Более того, литературные данные часто не позволяют выработать единого мнения об эффективности и методах воздействия. Мы попытаемся дать объяснение (кажущимся на первый взгляд) противоречивым наблюдениям, т.к. практически все они могут быть объяснены исходя из модели полевого воздействия низкоинтенсивного электромагнитного излучения на организм на клеточном, субклеточном и органном уровнях.

Следует выделить две области параметров излучения, приводящие к принципиально различным механизмам воздействия. Первая относится к лазерному излучению, которое существенно меняет локальное энергетическое состояние биоткани, приводя к ее термическому нагреву, во втором случае (при отсутствии термического воздействия, даже в слабой форме) возможен эффект биостимуляции. Именно такого рода воздействие следует понимать как терапевтическое. И в этом смысле - это слабое полевое воздействие на биоткань. Верхняя граница средней интенсивности лазерного излучения, при которой эффект еще носит характер слабого воздействия, может быть легко оценена на основе известных средних величин поглощения биоткани и ее теплопроводности, и составляет величину ~50мВт/см².

Слабые полевые воздействия проявляются либо в виде синхронной структурной перестройки, либо как триггерный механизм, являющийся спусковым для связанных каскадных реакций, часто носящих цепной характер. Любое же сильное воздействие (к которому, в частности, следует относить термализацию) приводит к хаотизации процессов, т.е. фактическому разрушению процесса упорядочивания. В связи с этим при превышении верхней границы эффекты уже нельзя трактовать как чистую стимуляцию. Нижняя граница для интенсивности поля, где еще может наблюдаться эффект биостимуляции, определяется существованием отклика на полевое воздействие, и составляет 0,001...0,005 мВт/см².

Следует отметить, что наличие экспериментально зарегистрированного эффекта биостимуляции может приводить к изменению показателя преломления биосреды и, следовательно, может быть зарегистрировано, т.е. использоваться как перспективный метод неинвазивной и оперативной диагностики. Однако широкой спектр получаемой информации имеет и обратную сторону – общие закономерности теряются на фоне индивидуальных особенностей. Именно поэтому, несмотря на большой материал, накопленный в области измерения оптических параметров различных биотканей, крови и ее компонентов in vitro, остается актуальной задача исследования оптических характеристик биотканей in vivo и особенно динамики их изменения под воздействием различных факторов.

Элементарные процессы и механизмы

Наблюдаемые явления повышения эффективности медикаментозной терапии при воздействии низкоинтенсивного излучения на организм являются следствием увеличения проницаемости мембран за счет очищения их поверхности от фиксированного токсичного вещества, которое дезактивирует рецепторы мембраны и затрудняет клеточный метаболизм, ускоряется мембранный транспорт и, как следствие, увеличивается количество препарата, поступающего в клетку и оказывающего влияние на организм [2, 3]. Кроме того, улучшается микроциркуляция в капиллярах, что также приводит к улучшению усвояемости препарата организмом [4]. В настоящее время экспериментально достоверно доказано существование следующих элементарных процессов, стимулирующихся низкоинтенсивным лазерным излучением: активация важнейших биоэнергетических ферментов [6], интенсификация процессов гликолиза [7], активация биоэнергетических процессов в митохондриях нервных клеток [8], активация важнейших биоэнергетических энзимов – дегидрогеназ и цитохромоксидазы, каталазы, АТФ-азы и ацетилхолинэстеразы, кислой и щелочной фосфатазы [9-11], митотической активности клеток [12, 13], ускорение регенерации [14] и т.д. Одновременно изменяются биофизические параметры крови (вязкость, показатель преломления, надмолекулярные структурные образования).

Наличие столь многообразных факторов влияния неудивительно, поскольку в столь сложном биообъекте как человеческий организм существует и одновременно протекает множество биофизических и биохимических процессов, и, конечно же, активация одних процессов сказывается на динамике других процессов. Вместе с тем, для ясного понимания "спускового механизма", который в конечном итоге и является ответственным за стимулирующее воздействие низкоинтенсивного лазерного излучения, следует рассмотреть данные процессы и их взаимосвязи более детально.

Следует отметить, что ряд перечисленных процессов не может рассматриваться как результат прямого воздействия лазерного излучения либо по энергетическим соображениям (т.к. энергии кванта излучения не хватает для инициирования данных биохимических реакций), либо ввиду существования прямого влияния только при наличии поля излучения. В последнем случае снятие поля приводит к затуханию процесса, что эквивалентно локальному механизму действия и противоречит клинической практике. Второй существенный вывод, который может быть сделан на основе комплексного анализа клинической практики, - основное влияние на организм оказывается через кровеносную или лимфатическую систему организма. Следовательно, "спусковой механизм" должен проявляться как эффект воздействия на биожидкость, протекать при низкой интенсивности электромагнитного поля и носить глобальный характер.

В экспериментах [15] было установлено, что существует прямая связь между митотической активностью клетки и поверхностноадгезивными свойствами клеток, определяемых структурным состоянием их поверхностной мембраны. Мембранные образования естественная граница раздела фаз, весьма чувствительная к внешним воздействиям, причем структурное состояние мембранных систем играет существенную роль в регуляторных процессах клетки. В связи с этим даже незначительные изменения структуры могут приводить к дестабилизации мембраны в целом. В электромагнитном поле такое нарушение связано с переориентацией полярных групп липидного бислоя мембраны, который через контактную связь липиды-белок может приводить к дальнейшему влиянию на энергопродукцию клеток, иммунные и ферментативные реакции. Энергия перестройки единичной мембраны может быть оценена на основании модели Kertestz-Mester [16]. Во всем диапазоне рассматриваемых интенсивностей электромагнитного поля она меньше средней тепловой энергии kT. Другими словами, если не существует иных механизмов, то указанные "структурные изменения" должны быстро разрушаться за счет тепловых неупорядоченных колебаний. Отсюда следует вывод, что наряду с процессом изменения структуры мембран (т.е. процесса клеточного и субклеточного уровня) должен существовать более общий (органный) процесс, ответственный за поддержание экспериментально наблюдаемой глобальной перестройки мембран. На наш взгляд, данный процесс связан со структурными изменением состояния биожидкости как лиотропной жидкокристаллической среды в поле низкоинтенсивного излучения, механизм которого предложен в работе [19].

Слабое воздействие может оказывать влияние только на метастабильные состояния биожидкости, которые характерны именно для патологического состояния организма. В этом смысле процесс лечения можно понимать как переход от стохастически усредненного метастабильного состояния ("патологическое" состояние) жидкокристаллической биосреды к более долгоживущему метастабильному состоянию (состояние "нормы"). Здесь уместно будет заметить, что на состояние биожидкости влияют как внешние, так и внутренние процессы. Причем последние оказывают более существенное влияние. В связи с этим внешнее воздействие следует понимать как полевое возмущение, которое может приводить как к интенсификации, так и замедлению процессов. Хотелось бы подчеркнуть, что стабильность не следует смешивать с понятием неизменность, поскольку даже здоровый организм будет реагировать на внешнее воздействие (в частности, электромагнитное поле), изменяя состояние биожидкости. Однако данное изменение будет иметь обратимый и, как правило, локальный характер. И в этом смысле это устойчивое состояние биосреды.

Общая картина воздействия может быть представлена как следующая цепочка

процессов:

проникновение электромагнитного излучения через кожный покров (данный процесс отсутствует при внутривенном облучении крови);

• распространение излучение в биоткани (формирование электромагнитного поля);

• взаимодействие поля излучения с биожидкостью;

 локальная структурная перестройка жидкокристаллического состояния;

• глобальная структурная перестройка биожидкости ("распространение локального структурного изменения") за счет конформационных и кооперативных эффектов, а также рециркуляции биожидкости;

• изменение биофизических свойств жидкости (текучести, проницаемости мембран и т.д.) за счет глобальных изменений;

• изменение биофизических и биохимических процессов (активация биоэнергетических ферментов, АТФ-азы и т.д.) как следствие изменения биофизических свойств жидкости;

• физиотерапевтические процессы.

Физические характеристики излучения, влияющие на процесс, можно сгруппировать как энергетические (средняя мощность/энергия излучения, частота повторения, расходимость, плотность мощности), спектральные (длина волны, ширина спектра) и связанные с ними когерентные (длина и время когерентности), поляризационные (тип и степень поляризации), материальные (топология распределения биожидкости, тензор диэлектрической проницаемости биоткани, температура). В известных работах Т.Й. Кару [17, 18] делается вывод о независимости эффекта биостимуляции от когерентности и поляризации, а также спектральной зависимости данного эффекта с максимумами активации вблизи 400, 630 и 760 нм. Трудно не согласиться с выводом об отсутствии влияния на процесс биостимуляции когерентности. Действительно, в столь нелинейной среде как биоткань излучение теряет когерентность практически в поверхностном (скин) слое. В этом аспекте лазерное излучение не должно иметь никаких преимуществ по сравнению с некогерентным электромагнитным излучением.

До настоящего времени не известно фактов, которые бы говорили о спектральной чувствительности процессов изменения характеристик мембран. Более того, наибольший успех в развитии лазеротерапевтических методов достигнут для излучателей ближнего ИК ($\lambda \sim 0.9...1$ мкм) диапазонов спектра, имеются также экспериментальные подтверждения эффективности биостимуляции в зеленой области спектра и ближнем УФ ($\lambda \sim 337$ нм), что косвенно подтверждает необоснованность выводов о спектральной зависимости непосредственно процесса биостимуляции. Однако распространение излучения в биоткани спектрально зависимо, причем во многих случаях эта зависимость носит принципиальный характер. Более того, вследствие изменения проницаемости мембран клеток, интенсификации биохимических реакций должно наблюдаться изменение химического состава биожидкостей, что неизбежно должно приводить к изменению спектральных характеристик тканей.

Экспериментальные исследования, проведенные на модели биологической жидкости, показали [20], что в поле лазерного излучения имеют место структурные переходы, проходящие через стадию образования дефекта на поверхности, а релаксация в биожидкости представлена процессами гидратации и дегидратации, что инициирует ряд изменений, связанных с растворимостью веществ в биожидкости, ее коллоидной устойчивостью. Мы считаем, что аналогичные изменения происходят и в биологических жидкостях организма, в результате на органном уровне должно наблюдаться улучшение метаболизма практически во всех органах и тканях организма. С целью выявления динамики изменения оптических характеристик биоткани в электромагнитном поле нами были проведены исследования непосредственно при облучении живого организма.

Экспериментальные исследования

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Она состоит из источника излучения, оптического датчика и уст-



Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – зондирующие источники (λ = 660 нм и 810 нм), 2 – фотодиод, 3 – преобразователь фототока в напряжение, 4 – селективный усилитель, 5 – прецизионный детектор, 6 – плата АЦП, 7 – двухчастотный генератор, 8 – стабилизатор тока светодиодов, 9 – источник излучения

ройства регистрации. Оптический датчик включает источники зондирующего излучения, фотоприемное устройство, схему обработки сигнала и основан на регистрации зондирующего излучения, рассеянного объектом. Источниками зондирующего излучения являются светодиоды. Они питаются от источника тока, управляемого двухчастотным генератором. Излучение, рассеянное объектом, регистрируется фотодиодом. Фототок преобразовывается в напряжение и поступает на вход усилителя. Селективный усилитель устраняет медленноменяющийся сигнал, соответствующий изменению фоновой освещенности, и разделяет сигналы на разных частотах модуляции. Далее с помощью детектора формируется напряжение, пропорциональное амплитуде этих сигналов (соответствующее обратному рассеянию в красной и инфракрасной областях) и через АЦП записывается в компьютер.

В экспериментах записывались временные последовательности интенсивности рассеянного назад излучения при воздействии на организм, как электромагнитного поля разной природы, так и других физиологических факторов. Воздействие оптического излучения осуществлялось на верхнюю треть предплечья, над которой устанавливался оптический датчик. Расстояние от фотоприемника до поверхности руки выбиралось в пределах 180-220 мм. Источник излучения устанавливался сбоку от оптического датчика и его излучение коллимировалось так, чтобы воздействовать на область руки непосредственно под оптическим датчиком. В качестве источников излучения использовались:

1) полупроводниковые лазеры с длиной волны 650 нм, 780 нм, 830 нм, и регулируемой мощностью излучения (до 30 мВт);

2) гелий-неоновый лазер с выходной мощностью 5 мВт;

3) светодиодные устройства с длиной волны 640-680 нм и мощностью 25 мВт;

4) тепловой источник излучения с узкополосным фильтром (полуширина ~ 1нм);

5) широкополосный тепловой источник (400-2500 нм) мощностью до 250 мВт.

Средняя плотность мощности на поверхности кожи для указанных источников варьировалась в пределах 0,2-20 мВт/см², в то время как суммарная мощность зондирующего излучения не превышала 10⁻² мВт/см², что практически исключает его влияние на процесс полевого воздействия на биоткань.

Для повышения устойчивости результатов измерений к искажениям, вызванным непроизвольным сокращением мышц предплечья (тример) и другими механическими вибрациями проводилась их Фурье-фильтрация, а также вычислялся относительный коэффициент рассеяния в виде: $K = 0,5 \cdot (2,5 - R_{660}/R_{810})$, где R_{660} и R_{810} регистрируемое напряжение, соответствующее интенсивности обратного рассеяния в красной и инфракрасной областях. Характерные временные последовательности коэффициента К представлены на рис.2, где случай а) соответствует регистрации насыщения крови кислородом за счет учащенного дыхания (воздействие электромагнитного поля отсутствует) и случай б) – изменению характеристик рассеяния в присутствии электромагнитного поля.

Сравнение показывает, что фактически наложение низкоинтенсивного электромагнитного поля приводит к тем же результатом, что и гипервентиляция легких. Видно, что в фазе привыкания (рис.2а – 0÷2 мин, рис.2б – 0÷10 мин) наблюдается экспоненциальный спад параметра К, вызванный, по-видимому, снижением кровообращения в исследуемой области из-за неподвижного положения руки. В фазе воздействия (рис.2a 2÷4 мин, рис.26 – 10÷20 мин) наблюдается спад, что вызвано насыщением крови кислородом за счет учащенного дыхания (а) и увеличением проницаемости мембран и микроциркуляции крови (б) под действием лазерного излучения. Причем, во втором случае, через определенное время (зависит от интенсивности воздействия) после начала облучения сигнал выходит на насыщение. В фазе релаксации (рис.2а – 4÷6 мин - нормализация дыхания, б-20÷30 мин - снятие полевого воздействия) организм стремится вернуться в исходное состояние - наблюдается возрастание параметра К, а для случая полевого воздействия (б) график остается на уровне насыщения и наблюдается лишь его небольшое периодическое изменение из-за непроизвольных мышечных сокращений, возникших вследствие



Рис. 2. Временные последовательности: а) дыхательный тест; б) воздействие излучением полупроводникового лазера, λ=650 нм, мощность 8,5 мВт, плотность мощности 2 мВт/см²

усталости. Сохранение состояния после снятия воздействия электромагнитного поля можно трактовать как факт завершения структурного изменения состояния мембран. Увеличение интенсивности поля воздействия или частоты дыхания качественно не меняют представленную картину, приводя лишь к более быстрому достижению точки насыщения.

В экспериментах по регистрации воздействия излучения различных оптических источников на биоткань было выполнено около 100 измерений временных последовательностей. Анализ полученных результатов позволяет выделить четыре группы характерных реакций на воздействие, которые представлены на рис.3 – всплеск (а), спад (б), подъем (в) и отсутствие реакции (г). Пунктиром отмечено начало и окончание воздействия.

Характерная реакция, представленная на рис.3а, соответствует по своему виду полученной в модельных экспериментах [20], где структурная перестройка состояния сопровождается изменением показателя преломления с достижением максимума при определенной экспозиционной дозе, причем указанный характер наблюдается как в модельной системе, так и при облучении биологических жидкостей in vitro (рис.4). При достаточно большой мощности излучения пик достигается практически мгновенно и наблюдается спадающая характеристика изменения показателя преломления, переходящая в насыщение (рис.36). В то же время, при значительном по величине воздействии, но распределенном по широкому спектральному диапазону, пик не достигается даже через 30 минут после начала воздействия (рис.3в). Отсутствие реакции (рис.3г) можно трактовать как факт, что состояние биожидкости организма данного человека находится в долгоживущем метастабильном состоянии, что в соответствии с представлениями полевой модели и не должно приводить к изменениям Этот факт имеет и клиническое подтверждение, т.к.



Рис. 3. Характерные реакции организма на полевое воздействие:

a) полупродниковый лазер, λ =650 нм, мощность 1 мВт, плотность мощности 0,24 мВ/см²; б) светодиодное устройство, λ =640-680 нм, мощность 25 мВт, плотность мощности 2 мВт/см²; в) тепловой источник, λ =600-2500 нм, мощность 100 мВт, плотность мощности 4 мВт/см²; г) полупродниковый лазер, λ =650 нм, мощность 8,5 мВт, плотность мощности 2 мВт/см²



Рис. 4. Изменение показателя преломления при облучении гелий-неоновым лазером in vitro

медиками отмечается, что приблизительно у 15% пациентов отсутствует какой-либо выраженный лечебный эффект от лазеро- или светотерапии. Тогда отсутствие выраженного изменения обратного рассеяния может служить диагностическим признаком на показание или противопоказания лазеро- и светотерапии.

Адаптационные реакции

Живой организм является сложной саморегулирующейся системой, и может быть описан как нелинейная система со слабым возмущением в виде внешнего низкоинтенсивного электромагнитного поля. Последнее проявляется, прежде всего, в виде адаптационных реакций организма на воздействие, которые в свою очередь оказывают непосредственное влияние на структурную перестройку биожидкости. В связи с этим необходимо "наложить" данные адаптационные реакции на рассмотренные выше процессы, чтобы получить истинную картину происходящего. Для этого нами были проведены циклические эксперименты, когда полевое воздействие оказывалось по следующей схеме: одна процедура облучения непрерывным излучением постоянной мощности по 10 мин каждый день в течение недели.

На рис.5 представлены графики изменения величины реакции организма при воздействии полупроводниковым лазером (а) и светодиодным устройством (б). Величина реакции определялась как разность между максимальным и минимальным значением коэффициента К в фазе воздействия по отношению к среднему значению. В первый сеанс реакция была наиболее четкой, и ее величина имела максимальное по модулю значение. В ходе серии экспериментов наблюдалось уменьшение величины реакции – организм привыкал к воздействию. Следует отметить, что изменение интенсивности сигнала не приводило к существенному качественному изменению зависимости реакции от длительности периодического воздействия, а насыщение связано, прежде всего, с индивидуальной чувствительностью организма и, возможно, с начальным состоянием биожилкости.

В целом низкоинтенсивное электромагнитное поле является неспецифическим фактором, для которого в зависимости от исходного состояния организма и мощности излу-



Рис. 5. Изменение величины реакции организма в серии периодических экспериментов: а) полупроводниковый лазер, λ=650 нм, мощность 8,5 мВт, плотность мощности 2 мВт/см²; б) светодиодное устройство, λ=640-680 нм, мощность 25 мВт, плотность мощности 2 мВт/см²

чения характерны реакции тренировки, активации или стресса. Развитие реакций является внутренним управляющим процессом, который в свою очередь отражается в изменении биохимических и биофизических характеристик биожидкости, а, значит, и ее жидкокристаллического состояния. Развитие реакций протекает в течение нескольких часов (например, формирование начальной стадии реакции тренировки занимает около 6 часов) и, соответственно, имеет другой временной масштаб по сравнению с сеансом лазеротерапии. Однако, для достижения наибольшего эффекта воздействия, адаптационное изменение состояния биожидкости должно учитываться при проведении каждого последующего сеанса. При этом, как показывает клиническая практика, наиболее эффективный режим облучения, который поддерживает реакцию активации - это волнообразное изменение дозы на 5 - 10%. Состоянию тренированности соответствует наименьшее изменение состояния жидкого кристалла, и интенсивность излучения сохраняется постоянной. В случае реакции переактивации следует снижать дозу облучения на 10%, а в случае стойкого хронического стресса - на 30%.

Выводы

Таким образом, полевой механизм является на наш взгляд основным спусковым механизмом, ответственным за положительный эффект лазеро и свето-терапевтического лечения. Причем это триггерный эффект, за которым следует интенсификация других биофизических, биоэнергетических и биохимических процессов. Следует подчеркнуть, что эффект изменения структурного состояния биожидкости является далеко не единственным первичным механизмом. Наряду с ним в поле облучения имеет место и прямая фотостимуляция на клеточном уровне, однако данные эффекты носят локальный характер и спектрально зависимы.

Работа выполнена при поддержке ФЦП "Интеграция".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Корнеева О.А., Гасилин В.С., Чернышева Г.В. и др. Эффективность применения лазерного облучения крови и антиаритмических препаратов при лечении желудочковых экстрасистол у пациентов пожилого возраста // Медицинская консультация. 1995. №4.
- 2. *Немцев И.З., Лапшин В.П.* О механизме действия низкоинтенсивного лазерного излучения // Вопросы курортологии. 1997. №1.
- Винник Ю.С., Попов В.О., Михин С.П. О выборе оптимального режима лазерного облучения // Вопросы курортологии, физиотерапии и лечебной физкультуры. 1994. №3.
- Люсов В.А., Хачумова К.Г., Яровая Г.А. и др. Коррекция гемореологических нарушений и эластазной активности крови с помощью лазеротерапии у больных в острой фазе ИМ // Российский кардиологический журнал. 1996. №6.
- 5. Жуков Б.Н., Лысов Н.А. и др. Применение низкоинтенсивного лазерного излучения в ангиологии // Актуальные вопросы лазерной медицины. М., 1991.
- 6. Джугурян М.А. Влияние лазерного излучения на активность ферментов цикла Кребса в тканях белых крыс // Вестник белорусского университета. 1982. Сер.2. №2.
- Мороз А.А. АТФ-азная активность и содержание АТФ в некоторых органах белых крыс, подвергающихся воздействию монохроматического красного света // Гигиена и санитария. 1976. №11.
- Аджимолаев Т.А., Зубкова С.М., Лапрун И.Б. К механизму действия лазерного излучения на структуру и функцию нервной клетки // Проблемы биоэнергетики организма и стимуляция лазерным излучением. Алма-Ата. 1976.
- Байнозарова Б.Я. Влияние монохроматического поляризованного красного света на активность NAD-зависимых дегидрогеназ цикла Кребса // Биологическое дей-

ствие лазерного излучения. Алма-Ата. 1977.

- 10. Зубкова С.М. О механизме биологического действия излучения гелий-неонового лазера // Биологические науки. 1978. №7.
- 11. Пикулев А.Т., Джигурян Н.А., Зырянова Т.Н. Активность некоторых ферментов обмена глутаминовой кислоты и цикла Кребса в головном мозге крыс при лазерном облучении на фоне изменного функционального состояния адренорецепторов // Радиобиология. 1983. №24.
- 12. Богуш Н.А., Мостовников В.А., Пикулев А.Т., Хохлов И.В. Эффект усиления биостимуляции при комбинированном воздействии лазерного излучения в синей и красной областях спектра // Докл.АН БССР. 1982. №10.
- 13. Стапанов Б.И., Мостовников В.А., Рубинов А.Н., Хохлов И.В. Регулирование функциональной активности клеток человека с помощью лазерного излучения // Докл. АН БССР. Т.236. №4.
- 14. Корытный Д.Л. Воздействие монохроматического красного излучения на аутотрасплантант кожи в эксперименте / В кн.: О биологическом действии монохромати-

ческого красного цвета. Алма-Ата. 1967.

- 15. Хохлов И.В., Мостовников В.А., Рубинов А.И., Шамгина Л.К. Зависимость степени цитогенетических нарушений от энергии и мощности лазерного излучения. Биофизика. 1979. №3.
- 16. Kertesz I., Fenyo M., Mester E., Bathory I. Hypothetical physical model for laser biostimulation. Optics and Laser Technology. 1982. №1.
- 17. Кару Т.Й., Календо Г.С., Летохов В.С., Лобко В.В. Зависимость биологического действия низкоинтенсивного видимого света на клетки Hela от когерентности, дозы длины волны и режима облучения. Квант. электроника. 1983. №9.
- Karu T.I. Photobiological fundamentals of lowpower laser therapy, IEEE J. Quantum Electron. QE-23 1703-1717. 1987.
- 19. Минц Р.И., Скопинов С.А., Яковлева С.В. Управляемые метастабильные состояния прозрачного раствора индуцированные низкоинтенсивным лазерным излучением // Письма в ЖТФ. 1988. Т.14. №20.
- 20. *Yakovlev Yu.R., Yakovleva S.V.* Effects of lowintensity laser radiation on alteration of scattering properties of the water-lecithin system. Mol.Mat. 1994. V.3.

THE FIELD MODEL OF LASERTHERAPY

© 2002 V.P. Zakharov¹, S.P. Kotova², S.V. Yakovleva³, V.V. Yakutkin²

¹Samara State Aerospace University ²Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev of Russian Academy of Sciences ³Ekaterinburg Cardiology Science-Practical Centre

The field model of a low electromagnetic optic band radiation effect on a human organism is outlined in the paper. Outcomes of experiments, both in vitro and in vivo, that confirm validity of this approach are presented.

УДК 535.42

УМЕНЬШЕНИЕ РАСХОДИМОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСКОВОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ КОРРЕКЦИИ

© 2002 О.А. Заякин, Р.Р. Летфуллин

Самарский филиал Физического института РАН им. П.Н. Лебедева

Описан способ уменьшения расходимости излучения широкопоскового, порядка ста микрометров, полупроводникового инжекционного лазера с помощью дифракционной коррекции. Приведены оптическая схема, алгоритм и результаты расчетов, а также данные эксперимента, в котором была успешно исправлена эллиптичность лазерного пучка. Достигнута хорошая пропускная способность, не уступающая традиционным способам. Указано, что для полного исправления пучка в данной задаче необходимо использовать эффект дифракционной многофокальной фокусировки излучения. Отмечена возможность еще одного положительного эффекта исследуемого способа сглаживание лазерного пучка, актуальное для многомодового излучения с высшими поперечными модами.

Полупроводниковые лазеры применяются в широком классе прикладных задач в области лазерных технологий. Эти лазеры имеют небольшие размеры, излучают в широком спектральном диапазоне, эффективно преобразуют электрическую мощность в оптическую, с КПД более чем 25%, при этом потребляют низкую мощность, которую может обеспечить электрическая батарейка; у них довольно легко модулируется излучение, причем в диапазоне до высоких частот, порядка гигагерц, и это делается без внешних устройств. Все эти достоинства делают полупроводниковые лазеры поистине идеальным источником когерентного излучения для выполнения разнообразных научных и технологических задач.

Однако полупроводниковые лазеры имеют и недостатки, к числу которых относятся большая и неравномерная расходимость выходного пучка, а также нерегулярный характер распределения интенсивности. К тому же все еще встречается немало лазеров с сильным астигматизмом. Поэтому сейчас большое внимание уделяют созданию схем исправления пространственных характеристик излучения этих лазеров. Значительный интерес к этой задаче связан с разработкой эффективных методов ввода излучения широкоапертурных пучков в оптоволокно [1-3], поскольку асимметричность и астигматизм лазерно-

го пучка резко снижают долю энергии лазера, вводимого в световод, до 20-30%.

В данной статье описан способ уменьшения расходимости излучения широкополосковых, порядка ста микрометров, полупроводниковых инжекционных лазеров типа таких, которые описаны в [4-6], с помощью дифракционной коррекции. Приведены оптическая схема, алгоритм и результат расчета, а также результаты эксперимента.

Использованный способ основан на явлении дифракции, подобно эффекту дифракционной многофокальной фокусировки излучения [7-12]. Сущность этого эффекта заключается в использовании оптической силы диафрагм, расположенных в зоне Френеля друг за другом на главной оптической оси пучка света или невидимого излучения, для его фокусировки. Размещение диафрагмы в области вблизи каустики сфокусированного лазерного пучка существенно изменяет его расходимость при небольших, по сравнению с исходным пучком, потерях мощности, гораздо меньших, чем при типичной пространственной фильтрации. Расходимость изменяется с таким расчетом, чтобы сделать лазерный пучок более симметричным в своих поперечных сечениях, как это имеет место у других лазеров, например, у гелий-неонового.

Исследуемый способ имеет преимущество перед традиционными рефрактометрическими [13-15], благодаря большей дешевизне и технологичности изготовления щелей, по сравнению с применяемыми сейчас оптическими элементами, при том, что для оптики вообще характерны большая трудоемкость и сложность автоматизации процессов изготовления. Это особенно актуально при производстве полупроводниковых приборов, к которым относятся полупроводниковые лазеры, потому что эти изделия имеют большой разброс пространственных характеристик излучения. Как следствие, требуется подбор оптики с индивидуальными величинами параметров.

Рассмотрим выбранную нами оптическую схему. Для решения данной задачи, как показали расчеты, достаточно одной щелевой диафрагмы. Оптическая схема (рис.1) состояла из следующих элементов. Полупроводниковый лазер 1. Тип лазера - аналог ИЛПН-114-1Б (изготовитель - НПО "Восход", г. Калуга). Использованный опытный образец лазера был изготовлен в НИИ "Полюс", г. Москва. Параметры лазера: максимальная мощность 50 мВт; режим работы - непрерывный. Длина волны лазера 0,82-0,92 мкм. Пространственные параметры лазерного пучка следующие. Минимальный угол расходимости 5°. Он измеряется в плоскости границы p-n-перехода, то есть, перпендикулярно направлению тока накачки через лазер. На рис.1 и 2 эта плоскость ZOY. Максимальный угол расходимости 50°. На рисунках это плоскость ZOX. Угол измеряется в перпендикулярном направлении. Значение угла расходимости здесь определяется как половина угла расходимости по уровню интенсивности 1/e², то есть 13%, от максимальной, которая имеет место в центре пучка. Расчетные значения углов расходимости, которые приводятся ниже, определялись именно так. Под полным углом расходимости понимается удвоенное значение расчетных углов, то есть, по обе стороны от главной оптической оси. Астигматическая разность (расстояние астигматизма) была 60±2 мкм. Эта величина была измерена способом, описанным в [16], его автором А.К. Чернышевым. Далее, в оптической схеме стоял коллимирующий объектив 2. В качестве него использовался микроскопный объектив, изготовленный в ЛОМО (бывшем Ленинградском оптико-механическом объединении). Его параметры: фокусное расстояние 16,0 мм для ближней инфракрасной области спектра; числовая апертура 0,4; диаметр входной апертуры 6 мм, выходной апертуры 13 мм, рабочий отрезок равен 3 мм. Кроме регулируемой щелевой диафрагмы, которая в описываемой схеме играла роль оптического дифракционного элемента 3, также присутствовали фотоаппарат 4, белый рассеивающий экран 5 и телекамера 6, необходимые для наблюдения и записи лазерного пучка в его поперечном сечении. Регули-



Рис.1. Оптическая схема эксперимента



Рис.2. Расчетные параметры дифракционной коррекции

руемая щелевая диафрагма имела микрометрическую подвижку для контроля ширины щели с погрешностью ±0,005 мкм. Перед экспериментом щелевая диафрагма был проверена с помощью микроскопа типа МИС-11 (изгот. - ЛОМО), имеющего предметный столик с микрометрической подвижкой. Для измерения потерь света в данной схеме использовался фотодиодный измеритель мощности 7 [17] на основе кремниевого фотодиода типа ФД-24К [18], имеющего большую фоточувствительную площадку круглой формы с площадью 1 см². Погрешность измерения мощности света, связанная с нелинейностью, составляла около 3%. Отметим, что при измерениях учитывались фоновая засветка и темновой ток фотодиода, а также изменения мощности излучения лазера, которые, впрочем, были незначительными. Мощность излучения лазера контролировалась с помощью второго фотодиодного измерителя 8 такого же типа. Для согласования рабочего диапазона фотодиода, а также чувствительности фотопленки и телекамеры с интенсивностью измеряемого пучка были использованы светофильтры 9, 10 типа СЗС.

На рис.1 на виде А - А показан вид спереди полупроводникового лазера. Жирной чертой показано поперечное сечение его выходного пучка. Оно имело сильно вытянутую, нитевидную форму. На других видах серым цветом показано поперечное сечение лазерного пучка. Граница серого показывает условную боковую границу по заданному уровню интенсивности излучения. Элемент 3 в схеме расположен таким образом, что его ножи перпендикулярны тому направлению в поперечном сечении лазерного пучка, где пучок имеет наибольшую расходимость (рис.2). Щелевая диафрагма 3 располагалась на главной оптической оси пучка дальше двух астигматических перетяжек сфокусированного лазерного пучка. Таким образом, она находилась в расходящемся пучке.

Отсчет перемещения линейной подвижки с щелевой диафрагмой вдоль главной оптической оси пучка света проводился от того положения, где эта щель находилась в плоскости перетяжки пучка. Это положение определялось по картине пучка, прошедшего через щель, толщиной в полтора раза больше расчетного размера ширины этой перетяжки. Когда щель находилась в плоскости перетяжки (которая, конечно, расположена параллельно ей), то путем линейных перемещений щели поперек оптической оси удавалось найти такое положение этой щели, при котором лазерный пучок проходил в нее практически беспрепятственно.

Численные расчеты были проведены с

помощью программы MathCAD, версия 4.0. Они были сделаны на основе геометрической оптики (для лазера 1 и объектива 2), с привлечением, в случае необходимости, волновой оптики гауссовых пучков, и классической теории дифракции (для щели 3). Эти расчеты показали, что когда лазерный пучок фокусируется объективом 2 на расстоянии около 10 см от главной плоскости последнего, то щель 3 должна располагаться на расстоянии 2,3 мм от параллельной ей перетяжки лазерного пучка. Учитывалось, что щель обрезает пучок по уровню 1/2 от максимальной интенсивности. По расчетам, сделанным в работе [12], в этом случае должна наблюдаться наибольшая интенсивность в "дифракционном фокусе", то есть, в зоне максимума, когда из плоскости наблюдения картины дифракции видна открытой, то есть находящейся в площади апертуры щели, только одна, первая, зона Френеля. В данной работе ожидалось, что в этом случае действие щели на изменение угла расходимости также будет достаточным и для исправления расходимости пучка при минимальных потерях света. При этом ширина щели должна быть 0,060 мм. В результате должен получиться пучок, по форме довольно близкий к аксиально-симметричному, с углом расходимости 0,7°. Исправление астигматизма не входило в цели расчетов, поскольку для дифракционного элемента из одной одномерной щели недостаточно управляемых параметров, чтобы одновременно эффективно исправить и эллиптичность, и астигматизм лазерного пучка в общем случае, то есть, при разных углах расходимости и астигматизме конкретного лазерного диода.

Отметим для сведения еще некоторые данные расчетов. Углы расходимости лазерного пучка после прохождения фокусирующего объектива 2: 0,7° и 2,7° соответственно в направлениях минимальной и максимальной расходимости пучка. Ширина перетяжек сфокусированного пучка в этих направлениях: 20 мкм и 10 мкм. Расстояние между ними: 2,7 мм. Ширина пучка в направлении, параллельном ножам шели в плоскости этой самой щели: 20 мкм (в этом направлении лазерный пучок не дифрагирует на щели, поскольку она одномерная; размер диафрагмы в этом направлении 20 мм). Углы расходимости в отмеченных направлениях после прохождения щели 3: по 0,7°.

Проведенный эксперимент подтвердил правильность численных расчетов. На рис.3 приведены фотографии пучка в его поперечном сечении при отсутствии диафрагмы (а), и при наличии диафрагмы (б), расположенной согласно расчету. При юстировке потребовалась лишь незначительное изменение ширины и расположения щели относительно перетяжки пучка, по сравнению с расчетными. Измеренная с помощью микроскопа ширина щели составила 0,06 мм ±10%. Измеренное в схеме описанным выше способом расстояние щели от перетяжки пучка оказалось равным 2±0,2 мм. На рис.36 хорошо видно, что пучок по форме стал близок к квадрату, при этом его полный угол расходимости



a)



Рис.3. Фотографии лазерного пучка в дальней зоне дифракции: а) до исправления неравномерной расходимости, б) после исправления с помощью щели

сильно уменьшился и составил по данным измерений около двух угловых градусов. Щелевая диафрагма 3 в данной схеме, по измерениям, пропускала при этом 75±3% мощности падающего на нее излучения.

Отметим здесь, что микроскопный объектив 2 собирал только примерно половину всей мощности света, излучаемого полупроводниковым лазером. Исследуемый способ допускает непосредственно, без объектива, ставить щелевую диафрагму вблизи лазера для сильного изменения его угла расходимости. Этому помогает то обстоятельство, что полупроводниковый лазер имеет малые размеры тела свечения - 100 на 1 мкм, при которых сильна дифракционная расходимость пучка света. Это нетрудно понять из теории дифракции Френеля. При этом узкая каустика лазерного пучка находится в небольшой области перед передним зеркалом излучателя (0,1-1 мм). Однако для работы с данным типом лазерного излучателя использование объектива было необходимым, поскольку излучатель имел корпус и защитное стекло, которые препятствовали приблизиться со щелью к лазерному кристаллу на нужное расстояние.

В данной схеме сохранялся астигматизм лазерного пучка. Он даже увеличивался после прохождения через щель, примерно в полтора раза (такое сравнение ведется, конечно, при одинаковых углах расходимости светового пучка). Задача компенсации астигматизма лазерного пучка в данной работе не ставилась. Однако этого можно добиться, поставив вторую щель. Она может быть размещена в скрещенном направлении с первой, или же быть параллельной ей. То есть, фактически это означает применение эффекта дифракционной многофокальной фокусировки излучения. Отметим, что положение щелевой диафрагмы в схеме было выбрано с таким расчетом, чтобы иметь больше пространства для размещения в дальнейшем другой, скрещенной щели, чтобы полученная система щелей эффективно (по критерию минимума потерь мощности) исправляла и эллиптичность, и астигматизм лазерного пучка.

И последнее замечание - оно касается

способности дифракционных оптических систем преобразовывать моды светового пучка. В работе отмечено, что при разных распределениях интенсивности падающего света, рассматривался равномерный и гауссовы пучки, после прохождения системы расчетные распределения интенсивности было качественно одинаковыми, имели одномодальный вид, и были близкими по количественным параметрам. Это наводит на мысль о том, что и многомодовый пучок света полупроводникового лазера с неравномерным распределением интенсивности в своем поперечном сечении будет иметь после прохождения этой системы такой же "сглаженный" вид. В описанной схеме лазерный пучок дифрагировал на щели в том направлении, где он имел нулевой модовый индекс. Интересно было бы проверить, ее действие и в другом направлении, перпендикулярном тому, в котором были проведены наши опыты, и в котором различные моды имеют разный модовый индекс. Таким образом, исследуемая оптическая схема может иметь еще одно положительное свойство - сглаживание лазерного пучка.

Итак, рассчитана и экспериментально проверена схема для уменьшения расходимости пучка излучения полупроводникового лазера с помощью дифракционной коррекции. Была успешно исправлена эллиптичность лазерного пучка. При этом достигнута хорошая, по сравнению с традиционными способами, пропускная способность системы, без учета влияния коллимирующего объектива, без которого можно, в принципе, обойтись. Указано, что для полного исправления лазерного пучка в данной задаче необходимо использование эффекта дифракционной многофокальной фокусировки излучения. Отмечена возможность еще одного положительного эффекта исследуемого способа - сглаживание лазерного пучка, актуальное для многомодового излучения с высшими поперечными модами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nishizawa K., Nishi H. Coupling characteristics

of gradient-index lenses // Applied. Optics. 1984. Vol.23. №11.

- Домбровский В.А., Домбровский С.А., Пен Е.Ф. и др. Стыковка полупроводникового лазера видимого диапазона с одномодовым волоконным световодом // Автометрия. 1990. №3.
- 3. *Honma M., Nose T., Sato S.* Optical Properties of Anamorphic Liquid Crystal Microlenses and Their Application for Laser Diode Collimation // Jpn. J. Appl. Phys. 1999. Vol.38.
- Безотосный В.В., Булаев П.В., Горбылев В.А. и др. Непрерывные одноваттные инжекционные лазеры в спектральной области около 808 нм с полным КПД до 50% // Квантовая электроника. 1998. Т.25. №4.
- Wade J.K., Mawst L.J., Botes D., Morris J.A.
 8.8 W CW power from broad-waveguide Alfree active-region (λ = 805 nm) diode lasers // Electron. Lett. 1998. Vol.34. №11.
- 6. *Чалый В.П.* Мощные лазерные диоды // Лазер. новости. 1998. №1.
- Letfullin R.R., George T.F. Optical effect of diffractive multifocal focusing of radiation on a bicomponent diffraction system // Applied. Optics. 2000. Vol.39.
- Letfullin R.R., Zayakin O.A. Observation of diffractive multifocal focusing of radiation // Quantum. Electronics (Moscow). 2001. Vol.31.
- 9. *Letfullin R.R., Zayakin O.A., George T.F.* Theoretical and experimental investigations of the effect of diffractive multifocal focusing of radiation // Applied Optics. 2001. Vol.40.

10. Letfullin R.R., Zayakin O.A. Effect of diffractive

focusing of gaussian beam // Preprint of P.N. Lebedev Physics Institute. M.: 2001. №6.

- Letfullin R.R., Zayakin O.A., George T.F. Diffractive focusing of wide-aperture beams. Theory and Experiment // Proceedings of SPIE. 2001. Vol.4270 ("Laser Resonators IV").
- 12. *Letfullin R.R., George T.F.* Diffractive multifocal focusing of Gaussian Beams // Fiber and Integrated Optics. 2002. Vol.21.
- 13. Величанский В.Л., Чернышов А.К. Преобразование эллиптического пучка излучения инжекционного лазера в аксиальносимметричный пучок // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1996. №3-4.
- 14. Liu Huo, Hu Ju, Liu Lhenggang. An experimental research of beam correcting for a semiconductor laser diode // Dianzi Kaji daxue xuebao. J. Univ. Electron. and Technol. China. 1998. Vol.27. №1.
- 15. Sinzinger S., Brenner K.H., Moisel J., et. al. Astigmatic Gradient-index elements for laserdiode collimation and beam shaping // Applied Optics. 1995. Vol.34. №29.
- 16. *Velichanskii V.L., Zibrov A.S., Kotova S.P., et. al.*Method of measuring the astigmatic distance of laser diodes // Jounal of Soviet Laser Research. 1991. Vol.2. №4.
- 17. Калашников С.П., Мацвейко А.А. Фотодиодный измеритель мощности лазерного излучения // Приборы и техника эксперимента. 1981. №2.
- 18. Аксененко А.А., Бараночников М.Л. Приемники оптического излучения (Справочник). М.: Радио и связь, 1987.

DIVERGENCE REDUCING OF A WIDE-BAND SEMICONDUCTOR LASER OUTPUT BEAM ON THE BASIS OF THE DIFFRACTIVE CORRECTOR

© 2002 R.R. Letfullin, O.A. Zayakin

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev of Russian Academy of Sciences

A method on the reducing of a wide-band, about $100 \,\mu$ m, semiconductor injection laser output beam on the basis of the diffractive corrector has been described. Here are presented the optical scheme, the algorithm, the calculation results and the experimental dates where the ellipticity of semiconductor laser beam has been successfully corrected. A well light grasp values have been achieved. They are not less than convention methods ones. It is maintained that an effect of Diffractive Multifocal Focusing of Radiation is needed to use for complete correction of laser beam on this way. One more possibility is named for a positive effect from the investigated method applies. This is an effect of smoothing of a laser beam profile. This is actual for a multi-mode radiation having the highest transverse modes.

СТОХАСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПТИМИЗАЦИИ КВАНТОВАННЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2002 В.С. Павельев

Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара

Работа посвящена применению стохастических методов оптимизации к расчету дифракционных оптических элементов с квантованной фазовой функцией.

Введение

В настоящее время дифракционные оптические элементы (ДОЭ) нашли широкое применение для решения задач управления пучками лазерного излучения в таких областях как оптическое приборостроение, технологические лазерные установки, волоконная оптика и т.д. ДОЭ представляет из себя пластинку из оптического материала с нанесенным микрорельефом, высота которого определяет локальное изменение фазы освещающего пучка [1].

Значительное количество современных технологий формирования микрорельефа использует аппроксимацию в общем случае непрерывной функции микрорельефа ДОЭ кусочно-постоянной (квантованной) функцией [2]. Это определяет актуальность построения процедур расчета квантованных ДОЭ (ДОЭ с квантованной функцией микрорельефа). Расчет квантованных ДОЭ с помощью итерационных алгоритмов типа Фьенапа [3, 4] затруднен в силу необходимости решения обратной задачи на каждой итерации. Использование стохастических процедур [5] не предполагает необходимости решения обратной задачи, т.е. поиск функции микрорельефа ДОЭ может осуществляться непосредственно над множеством технологически реализуемых функций, что дает возможность избежать погрешности квантования.

Однако построение стохастической процедуры оптимизации реального ДОЭ требует решения большого числа прямых задач, что в общем случае может привести к нереализуемым на практике вычислительным затратам.

Представляется целесообразным рассмотреть применение стохастических процедур оптимизации ДОЭ специально для случаев, когда решение прямой задачи не требует больших вычислительных затрат (например, в случае радиально-симметричного ДОЭ или в случае если функция пропускания ДОЭ допускает разделение по координатам). Данная работа посвящена применению известной генетической стохастической процедуры нахождения экстремума функции многих переменных к расчету квантованных ДОЭ, фокусирующих излучение одномодового лазера в двумерные фокальные области в виде круга и прямоугольника.

Оптимизация фазы радиальносимметричного ДОЭ с помощью генетического алгоритма

Генетический алгоритм (ГА) - это итерационный стохастический алгоритм, который работает с набором "индивидов" (популяцией). Каждый индивид представляет собой потенциальное решение задачи. К примеру, в случае расчета радиально-симметричного ДОЭ в качестве отдельного индивида может быть определена фазовая функция ДОЭ $\varphi(r) \in [0,2\pi]$ такого вида, что соответствующий микрорельеф

$$h(r) = \varphi(r)\lambda/(2\pi(n-1)), \qquad (1)$$

где n - показатель преломления материала, λ - длина волны излучения, реализуем с помощью имеющихся в наличии исследователя технологических возможностей. В случае наличия технологии изготовления бинарных (двухуровневых) элементов в качестве индивидов целесообразно рассматривать фазовые функции, принимающие в каждой точке одно из двух значений - 0 или π (или 2π и π). В общем случае расчета ДОЭ с числом уровней квантования М, фазовая функция принимает значения $\varphi(r) \in \{(2\pi m / M) : m \in [1, M]\}.$ Отметим, что если в случае использования "детерминированных" методов оптимизации [3, 4] расчет квантованных ДОЭ с малым числом уровней квантования М (М=2-8) требует дополнительных усложненных модификаций процедуры расчета, то для стохастической оптимизации уменьшение числа уровней квантования означает уменьшение мощности множества допустимых решений, и, следовательно, снижение вычислительных затрат. Перед началом работы алгоритма популяция генерируется случайным образом. Затем каждому индивиду присваивается при помощи некоторого "оценивающего" (целевого) функционала $\Phi(\phi)$, мера ценности индивида φ в отношении рассматриваемой задачи. Значение $\Phi(\varphi)$ используется алгоритмом для направления поиска. Конкретный вид функционала в нашем случае определяется приложением ДОЭ. На каждой итерации процедуры численность популяции искусственно увеличивается за счет определенным образом вводимой операции "скрещивания" индивидов исходной популяции. Отобранные лучшие индивиды (в смысле введенного функционала $\Phi(\varphi))$ используются в качестве исходной популяции для следующей итерации алгоритма. Вид функционала $\Phi(\varphi(r))$ определяется конкретным приложением ДОЭ и его вычисление вовсе не обязательно требует решения прямой задачи теории дифракции. К примеру, если требуется рассчитать элемент, формирующий пучок с заданным модовым распределением, вычисление функционала $\Phi(\varphi(r))$ потребует разложения светового поля по модам в плоскости непосредственно за оптическим элементом. Рассмотрим подробнее построение генетической процедуры оптимизации радиально-симметричного квантованного ДОЭ радиуса *R*. Начальная популяция представляет собой набор

N_{gen} сгенерированных случайным образом

одномерных массивов $\{\varphi_j\}_{j=0}^{N-1}$. Каждый массив соответствует одной реализации фазы элемента $\varphi(r)$, взятой вдоль его радиуса:

$$\varphi_{j} = \varphi(j\Delta) \in \{2\pi m / M\}, \qquad (2)$$

где $\Delta = R/(N-1)$, *R* - радиус ДОЭ.

После генерации начальной популяции (популяции "родителей") организуется цикл, в теле которого последовательно выполняются следующие операции:

- *скрещевание* - формирование N_{child} дополнительных новых индивидов-массивов, значение каждого отсчета которых выбирается как значение соответствующего отсчета случайно выбранного массива-"родителя";

- *мутация* - стохастическое изменение значений случайно выбранных отсчетов получившихся новых массивов. Значение вероятности мутации *p* определяет скорость сходимости процедуры;

- селекция - определение следующей популяции "родителей" путем выбора N_{gen} лучших (в смысле решаемой задачи) индивидов с помощью вычисления функционала $\Phi(\varphi)$ для всех $N_{gen} + N_{child}$ индивидов.

Таким образом, на каждой итерации необходимо найти $(N_{gen} + N_{child})$ значений функционала $\Phi(\varphi)$. Количество итераций N_{ii} , требуемых для оптимизации фазы ДОЭ в данной работе выбиралось исходя из количества итераций, требуемых для оптимизации тестового функционала, для которого было известно значение глобального экстремума.

В качестве примера, иллюстрирующего работоспособность предлагаемого подхода, был выбран расчет ДОЭ, фокусирующего гауссов пучок в круг, что объясняется широким спектром потенциальных применений таких элементов. Выбирая функционал для оптимизации фазы ДОЭ, необходимо учесть следующие требования:

- адекватность функционала физической задаче,

- минимизация вычислительных затрат, требуемых для его реализации.

Рассмотрим задачу синтеза ДОЭ с радиусом апертуры *R* для формирования из плоского гауссова пучка

$$I_{o}(r) = \exp\left(-\frac{2r^{2}}{\sigma^{2}}\right)$$
(3)

фокального распределения интенсивности (рис.1)

$$I(\rho) = \begin{cases} I_{I}, & 0 \le \rho \le R_{I} \\ 0, & \rho > R_{I} \end{cases},$$
(4)

 R_1 - радиус фокальной области. Значение где интенсивности I_1 может быть получено из соображения сохранения энергии:

$$I_{I} = \frac{2}{R_{I}^{2}} C_{M} \int_{0}^{R} I_{0}(r) r dr , \qquad (5)$$

 C_M - константа, описывающая потери где энергии, связанные с квантованием фазы по M уровням. Элемент рассчитывается как добавка к внешней сферической линзе.

В качестве минимизируемого функционала $\Phi(\varphi(r))$ логично выбрать невязку:

$$\Phi(\varphi(r)) = \sum_{l=0}^{N_{I}-1} |I(\rho_{l}) - I_{l}|^{2}, \qquad (6)$$

где $N_1 = R_1 / \Delta_1$ - радиальный размер фокальной области в дифракционных пятнах, $\Delta_1 = \lambda f / 2R$ - размер дифракционного пятна, $\rho_1 = (l + 0, 5)\Delta_1$, $I(\rho)$ - фокальное распределение интенсивности, сформированное ДОЭ с фазовой функцией $\varphi(r)$. Комплексная амплитуда светового поля $w(\rho)$ в фокальной плоскости линзы может быть представлена как сумма амплитуд, образованных дифрак-



Рис.1. Постановка задачи синтеза ДОЭ для фокусировки в круг

цией плоской волны на кольцеобразной апертуре [4]:

$$w(\rho) = \sum_{j=0}^{N-2} \left[\exp\left(-\frac{r_{j+1}^{2}}{\sigma^{2}}\right) \exp\left(i\varphi_{j+1}\right) \times \left(\frac{r_{j+1}}{r_{j+1}} \int_{I} \frac{k\rho r_{j+1}}{\rho} + \frac{r_{j}}{\rho}\right) + \frac{r_{j}}{\rho} \exp\left(-\frac{r_{j+1}^{2}}{\rho^{2}}\right) + \frac{r_{j}}{\rho} \exp\left(-\frac{r_{j}^{2}}{\rho^{2}}\right) + \frac{r_{j}}{\rho} \exp\left(-\frac{r_{j}}{\rho^{2}}\right) + \frac{r$$

 $r_{j} = j\Delta$, $J_{I}(\cdot)$ - Бессель-функция 1^{го} порядка. Следовательно, значения интенсивности в точках ρ_{I} могут быть найдены следующим образом:

$$I(\rho_{i}) = \left| \sum_{j=0}^{N-2} \left[\exp\left(-\frac{r_{j+1}^{2}}{\sigma^{2}}\right) \exp\left(i\varphi_{j+1}\right) \times \left(\frac{r_{j+1}}{\sigma^{2}} \int_{\sigma} \frac{1}{\rho_{i}} \left(\frac{r_{j+1}}{\sigma^{2}} \int_{\sigma} \frac{1}{\rho_{i}} \int_{\sigma} \frac{1}{\rho_{i}} \left(\frac{r_{j}}{\rho_{i}} + \frac{r_{j}}{\sigma^{2}}\right) \right) \right|^{2},$$
(8)

или

$$I(\boldsymbol{\rho}_{l}) = \left| \sum_{j=0}^{N-2} \exp(i\varphi_{j+l}) C_{j}^{l} \right|^{2}, \qquad (9)$$

где

$$C_{j}^{l} = \exp(-r_{j+l}^{2}/\sigma^{2}) \times (r_{j+l} J_{l}(k\rho_{l}r_{j+l}/f)/\rho_{l} - r_{j} J_{l}(k\rho_{l}r_{j}/f)/\rho_{l}). (10)$$

Отметим, что коэффициенты C_i^l не за-

висят от $\varphi(r)$ и могут быть посчитаны до начала работы оптимизационной процедуры. После завершения работы оптимизационной процедуры подсчитывалось значение энергетической эффективности

$$e = \int_{0}^{R_{I}} I(\rho) \rho d\rho / \int_{0}^{R} I_{0}(r) r dr \qquad (11)$$

и среднеквадратичного отклонения интенсивности от среднего значения \bar{I}

$$\delta = \frac{1}{\bar{I}} \sqrt{\frac{2}{R_I^2}} \int_{0}^{R_I} [I(\rho) - \bar{I}]^2 \rho d\rho , \qquad (12)$$

$$\bar{I} = \frac{2}{R_{I}^{2}} \int_{0}^{R_{I}} I(\rho) \rho d\rho .$$
 (13)

Для постановки вычислительного эксперимента выбирались следующие параметры: длина волны освещающего пучка λ =10,6 мкм, радиус освещающего пучка σ =1,85 мм, фокусное расстояние внешней линзы *f*=100 мм, радиус апертуры *R*=3,7 мм, радиус фокальной



Рис.2. Радиальное распределение интенсивности, сформированное рассчитанным ДОЭ в фокальной плоскости (результат численного моделирования)

области $R_1=0,6$ мм, число отсчетов фазовой функции N=100, число уровней квантования M=4, количество итераций стохастической процедуры $N_{it}=6000$. На рис.2 представлена расчетная интенсивность в фокальной плоскости элемента. Значение расчетной энергетической эффективности в ходе вычислительного эксперимента составило e = 80,3%, значение среднеквадратичного отклонения интенсивности составило $\delta = 8\%$.

Таким образом, применение стохастической итерационной процедуры с функционалом (6) позволяет рассчитывать четырехуровневые ДОЭ, фокусирующие гауссов пучок в круг с энергетической эффективностью, близкой к теоретическому пределу (81%), и низким значением среднеквадратичного отклонения. Отметим также небольшие вычислительные затраты, требуемые для реализации расчета элемента, что объясняется простотой вычисления функционала (6) после того, как значения коэффициентов (10) предварительно посчитаны.

Оптимизация фазы ДОЭ, фокусирующего гауссов пучок в прямоугольную область

Отметим, что если фазовая функция элемента $\varphi(u,v)$ и комплексная амплитуда в сечении освещающего пучка $A_0(u,v)$ допускают разделение по переменным, т.е.

$$\begin{cases} \varphi(u, v) = \varphi_1(u) + \varphi_2(v) \\ A_0(u, v) = A_1(u)A_2(v) \end{cases}$$
(14)

вычисление двумерного оператора сводится

к вычислению двух одномерных [4] и, таким образом, для оптимизации фазовой функции в этом случае также целесообразно использовать стохастические методы. Рассмотрим применение такого подхода к расчету квантованного ДОЭ, фокусирующего гауссов пучок в прямоугольную фокальную область. Актуальность такой задачи объясняется широким спектром потенциальных приложений [6].

Рассмотрим задачу фокусировки пучка с распределением интенсивности в сечении

$$I_{0}(u,v) = \exp(-2(u^{2} + v^{2})/\sigma^{2}) = \exp(-2u^{2}/\sigma^{2})\exp(-2v^{2}/\sigma^{2})$$

в прямоугольник с фокальными размерами сторон 2*a* и 2*b* с помощью ДОЭ с фазовой функцией $\varphi(u, v)$, определенной на апертуре *D* размером 2*A*×2*A* (рис.3).

Определим фокальную интенсивность следующим образом:

Ι

Ι

$$=I_{x}\cdot I_{y},\qquad(15)$$

где

$$T_x = \begin{cases} C_x, & -a \le x \le a \\ 0, & uhave \end{cases},$$
(16)

$$_{y} = \begin{cases} C_{y} & -b \le y \le b\\ 0, & uhave \end{cases},$$
(17)

C_x, C_y-константы, выбираемые из соображений сохранения энергия:

$$C_{x} = \frac{1}{2a} \int_{-A}^{A} \exp(-2u^{2} / \sigma^{2}) du, \qquad (18)$$



Рис.3. Постановка задачи фокусировки в прямоугольную фокальную область

$$C_{y} = \frac{1}{2b} \int_{-A}^{A} \exp(-2v^{2}/\sigma^{2}) dv.$$
 (19)

В случае, если ДОЭ с фазовой функцией $\varphi(u,v)$ помещен в заднюю плоскость Фурьекаскада с фокусным расстоянием линзы *f*, сформированная интенсивность $\tilde{I}(x, y)$ в выходной плоскости может быть найдена как квадрат амплитуды Фурье-образа входной комплексной амплитуды [4]:

$$\widetilde{I}(x,y) = \left| \frac{ik}{2\pi f} \iint_{D} \exp\left(-\left(u^{2} + v^{2}\right)/\sigma^{2}\right) \times \exp\left(i\varphi(u,v)\right) \exp\left(-ik(xu + yv)/f\right) du dv \right|^{2}.$$
(20)

В случае расчета ДОЭ, включающего в себя линзу, формула (20) перепишется следующим образом:

$$\widetilde{I}(x,y) = \begin{vmatrix} \frac{ik}{2\pi f} \iint_{D} \exp\left(-\left(u^{2}+v^{2}\right)/\sigma^{2}\right) \exp(i\varphi(u,v)) \times \\ \times \exp\left(ik\left(u^{2}+v^{2}\right)/2f - ik(xu+yv)/f\right) dudv \end{vmatrix}^{2}.$$
(21)

Учитывая (14), можно переписать формулу (21) в следующем виде:

$$\widetilde{I}(x,y) = \widetilde{I}_{x}(x) \cdot \widetilde{I}_{y}(y), \qquad (22)$$

где

$$\widetilde{I}_{x}(x) = \left| \sqrt{ik/2\pi f} \int_{-A}^{A} \exp\left(-\frac{u^{2}}{\sigma^{2}}\right) \times \exp\left(i\varphi_{1}(u)\right) \exp\left(iku^{2}/2f - ikxu/f\right) du \right|^{2}, (23)$$

$$\widetilde{I}_{y}(y) = \begin{vmatrix} \sqrt{ik/2\pi f} \int_{-A}^{A} \exp(-v^{2}/\sigma^{2}) \times \\ \times \exp(i\varphi_{2}(v)) \exp(ikv^{2}/2f - ikyv/f) dv \end{vmatrix}^{2}.$$
(24)

В этом случае функционал

$$\Phi(\varphi(u,v)) = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{a} |\widetilde{I}_{x}(x,\varphi_{1}(u)) - C_{x}| dx + \frac{1}{2b} \int_{-b}^{b} |\widetilde{I}_{y}(y,\varphi_{2}(v)) - C_{y}| dy$$

$$(25)$$

характеризует качество формирования заданного распределения интенсивности с помощью ДОЭ с фазовой функцией $\varphi(u, v)$.

Перейдя к дискретной модели с числом элементов дискретизации в плоскости ДОЭ N*N и шагом дискретизации в фокальной плоскости, равным размеру дифракционного пятна $\Delta_f = \lambda f / (2A)$, можем заменить (25) функционалом

$$\overline{\Phi}(\varphi) = \frac{1}{N_x} \sum_{n=0}^{N_x - 1} \left| \widetilde{I}_x(x_n, \varphi_1(u)) - C_x \right| + \frac{1}{N_y} \sum_{m=0}^{N_y - 1} \left| \widetilde{I}_y(y_m, \varphi_2(v)) - C_y \right|$$
, (26)

$$N_{x} = 2a/\Delta_{f} \quad x_{n} = -a + n\Delta_{f},$$

$$y_{m} = -b + m\dot{\Delta}_{f}, \quad N_{y} = 2b/\Delta_{f}.$$

$$\widetilde{I}_{x}(x_{n}) = \left|\sum_{p=0}^{N-1} C_{p}^{n} \exp(i\varphi_{I}(u_{p}))\right|^{2}, \quad (27)$$

$$\widetilde{I}_{y}(y_{m}) = \left| \sum_{q=0}^{N-1} C_{q}^{m} \exp(i\varphi_{2}(v_{q})) \right|^{2}, \quad (28)$$

$$u_{p} = -A + p\Delta, \quad v_{q} = -A + q\Delta,$$

$$C_{p}^{n} = \int_{u_{p}}^{u_{p+1}} \sqrt{ik/2\pi f} \exp\left(-u^{2}/\sigma^{2}\right) \times$$

$$\times \exp\left(-i kx_{n}u/f + iku^{2}/2f\right) du, \quad (29)$$

$$C_q^m = \int_{v_p}^{v_{p+1}} \sqrt{ik/2\pi f} \exp\left(-\frac{v^2}{\sigma^2}\right) \times \exp\left(-\frac{iky_m v}{f} + \frac{ikv^2}{2f}\right) dv, \quad (30)$$

 $\Delta = 2A/N$. Отметим, что коэффициенты C_p^n, C_q^m не зависят от выбора фазовых функций φ_1, φ_2 и могут быть посчитаны до начала работы оптимизационной процедуры, впрочем, также как и коэффициенты C_x, C_y . Для минимизации функционала (26) в данной работе также как и в предыдущем пункте данной статьи использовалась модификация известной итерационной генетической процедуры [5]. Перед началом работы итераци-

гле

онной процедуры формировалась начальная популяция, представлявшая собой набор

 N_{gen} сгенерированных случайным образом массивов

$$\{\varphi_{j}\}_{j=0}^{2N-1}, \varphi_{j} \in \{(2\pi m / M) : m \in [1, M]\}.$$
 (31)

Каждый массив содержал последовательно записанные отсчеты функций $\varphi_1(u)$ и $\varphi_2(v)$:

$$\varphi_{j} = \begin{cases} \varphi_{1}(-A+j\Delta) & j < N\\ \varphi_{2}(-A+(j-N)\Delta) & j \ge N \end{cases}$$
(32)

Для увеличения скорости сходимости в начальную популяцию вводилось в качестве начального приближения (т.е. одного из "индивидов" нулевой популяции) геометрооптическое решение $\tilde{\varphi}(u, v)$ задачи фокусировки гауссова пучка в прямоугольник, квантованное по M уровням. Такое решение представляет из себя суперпозицию двух одномерных фокусаторов в отрезки с длинами 2a и 2b:

$$\widetilde{\varphi}(u,v) = \widetilde{\varphi}_1(u) + \widetilde{\varphi}_2(v). \tag{33}$$

Для улучшения сходимости генетическая процедура совмещалась с применением метода вариаций на каждой итерации. После завершения итерационной процедуры, следующие критерии были выбраны для оценки качества фокусировки: энергетическая эффективность

$$e = \sum_{n=0}^{N_x - 1} \sum_{m=0}^{N_y - 1} \widetilde{I}_x(x_n) \widetilde{I}_y(y_m) / \sum_{n=0}^{N_x - 1} \sum_{m=0}^{N_y - 1} C_x C_y , \quad (34)$$

и среднеквадратичное отклонение сформированной интенсивности от среднего значения \bar{I}

$$\delta = \left(\sum_{n=0}^{N_{x}-1} \sum_{m=0}^{N_{y}-1} [\widetilde{I}_{x}(x_{n})\widetilde{I}_{y}(y_{m}) - \overline{I}]^{2} \right)^{1/2} \times \left(\sum_{n=0}^{N_{x}-1} \sum_{m=0}^{N_{y}-1} [\widetilde{I}_{x}(x_{n})\widetilde{I}_{y}(y_{m})]^{2} \right)^{-1/2} , (35)$$
$$\overline{I} = \sum_{n=0}^{N_{x}-1} \sum_{m=0}^{N_{y}-1} \widetilde{I}_{x}(x_{n})\widetilde{I}_{y}(y_{m}) / N_{x}N_{y} . (36)$$

Для постановки вычислительного эксперимента выбирались следующие параметры: длина волны освещающего пучка λ=10,6 мкм, радиус освещающего пучка σ=1,85 мм, фокусное расстояние элемента *f*=100 мм, размер апертуры 2*А=6,4 мм, размер фокальной области 2а*2b=1,75*3,5 мм, число отсчетов фазовой функции на апертуре элемента N*N=100*100, число уровней квантования М=8, количество итераций стохастической процедуры N_{it}=100, число индивидов исходной популяции $N_{gen} = 20$, число индивидов, образованных операцией скрещивания $N_{child} = 20$. Уменьшение значения функционала невязки с ходом итераций показано на рис.4.

На рис.5 представлены итерационно рассчитанная фаза ДОЭ (a) и интенсивность в фокальной плоскости элемента: (b) – результат численного моделирования итерационно рассчитанного ДОЭ, (c) – результат численного моделирования геометрооптического приближения.

Значения расчетной энергетической эффективности (34) и среднеквадратичного отклонения интенсивности (35), полученные в ходе вычислительного эксперимента для квантованного геометрооптического приближения и итерационно найденного решения, приведены в таблице.

Таким образом, применение стохастической итерационной процедуры с функционалом (25) позволяет рассчитывать восьмиуровневые ДОЭ, фокусирующие гауссов пу-



Рис.4. Зависимость значения невязки от номера итерации



Рис.5. Итерационно рассчитанная фаза ДОЭ (черный цвет соответствует значению фазы 2π, белый - 0) (a), (b) - распределение интенсивности, сформированное итерационно рассчитанным ДОЭ в фокальной плоскости (результат численного моделирования), (c) - распределение интенсивности, сформированное геометрооптическим приближением

чок в прямоугольник с энергетической эффективностью, близкой к эффективности геометрооптического решения, и более чем в 3 раза меньшим значением среднеквадратичного отклонения для выбранного набора физических параметров. Отметим также небольшие вычислительные затраты, требуемые для реализации расчета элемента, что объясняется простотой вычисления функционала (26) после того, как значения коэффициентов (29) и (30) предварительно посчитаны.

Заключение

В данной работе рассмотрено применение методов стохастической оптимизации к расчету квантованных двумерных ДОЭ, фокусирующих лазерное излучение в двумерные области. Приведенные результаты вычислительных экспериментов подтверждают перспективность применения стохастического подхода к оптимизации квантованных ДОЭ. **Таблица.** Результаты вычислительного эксперимента

Метод расчета	e, %	б,%
Геометрооптический	87	45
Итерационный	88	13

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Сойфер В.А. Глава 1. Введение в компьютерную оптику // Методы компьютерной оптики / Под ред. В.А. Сойфера. М: Физматлит, 2000.
- Головашкин Д.Л., Волков А.В., Казанский Н.Л., Павельев В.С., Сойфер В.А., Успленьев Г.В. Глава 4. Технология создания ДОЭ // Методы компьютерной оптики / Под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2000.
- Fienup J.R. Iterative method applied to image reconstruction and to computer-generated holograms // Optical Engineering. 1980. V.19.
- 4. Soifer V.A., Kotlyar V.V., Doskolovich LL. Iterative Methods for Diffractive Optical Elements Computation. London: Taylor & Francis Ltd. 1997.
- Lu C.Y., Liao H.Z., Lee C.K., Wang J.S. Energy control by linking individual patterns to selfrepeating diffractive optical elements // Applied Optics. 1997. V.36. №20.
- Duparre' M., Golub M.A., Luedge B., Pavelyev V.S., Soifer V.A., Uspleniev G.V., Volotovskii S.G. Investigation of computergenerated diffractive beam shapers for flattening of single-modal CO₂-laser beams // Applied Optics. 1995. V.34. №14.

STOCHASTIC APPROACH TO QUANTIZED DIFFRACTIVE OPTICAL ELEMENTS OPTIMIZATION

© 2002 V.S. Pavelyev

Image Processing Systems Institute of Russian Academy of Sciences, Samara

This paper is devoted to using the stochastic optimization procedure for designing quantized DOEs that focus light into pregiven focal domains.

УДК 353.42

АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ФРАГМЕНТЫ ДОЭ С ТЕХНОЛОГИЧЕСКИМИ ПОГРЕШНОСТЯМИ МИКРОРЕЛЬЕФА

© 2002 Д.Л. Головашкин

Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара

Работа посвящена анализу систематических технологических погрешностей, возникающих при изготовлении алмазных ДОЭ с помощью лазерной абляции. Целью исследования является численный анализ влияния погрешностей изготовления в виде "бортиков" на стыках элементарных областей структурирования. В работе делаются заключения о допустимой высоте "бортиков" и характере влияния технологических погрешностей на работу ДОЭ.

Введение

Использование в промышленности мощных СО₂-лазеров ($\lambda = 10,6$ мкм) определяет интерес к алмазным дифракционным элементам, предназначенным для фокусировки лазерного излучения в области различной конфигурации. В частности, в [1-3] исследовались дифракционные оптические элементы (ДОЭ) - фокусаторы и линзы, изготовленные прямым лазерным травлением поверхности алмазной пленки (n = 2,4) путем селективной абляции с помощью эксимерного УФ-лазера. Данный метод не позволяет формировать расчетный ступенчатый профиль дифракционного микрорельефа в силу особенностей технологии, что влечет за собой отклонения в работе ДОЭ от расчетных характеристик. Систематические локальные искажения микрорельефа ("бортики") возникают на границах элементарных областей структурирования [2], каждая из которых соответствует одному отсчету фазовой функции ДОЭ (рис.1a, б).

Субволновый характер погрешностей не позволяет использовать скалярное приближение для анализа их влияния. В [4] исследовалось влияние технологических погрешностей на формирование изображения в фокальной области алмазной линзы с помощью численного решения уравнения Максвелла. Предметом рассмотрения предложенной работы является анализ влияния технологических погрешностей на величину локальных дифракционных потерь.

В качестве модельного примера было выбрано исследование распространения излучения через соседние элементарные области восьмиуровневой алмазной микролинзы с одинаковой расчетной глубиной структурирования (т.е. с одинаковой расчетной высотой микрорельефа) и через соседние области, находящиеся на разных глубинах структу-





Параметры		Уровни квантования фазовой функции									
погрешностей	Ι	II	III	IV	V	VI	VII	VIII			
Высота h (мкм)	0	1	1,5	2	3	3,5	4	4,5			
Базис (мкм)	0	5	7	6	7,5	8	10	10			

Таблица 1. Зависимость параметров технологических погрешностей от уровня квантования

рирования и отличающиеся на высоту одной ступеньки квантованной фазовой функции (0,9464 мкм).

Постановка задачи

При исследовании влияния технологических погрешностей их профиль аппроксимировался равнобедренными треугольниками. Приведенная в таблице 1 зависимость параметров технологических погрешностей от уровня квантования была получена с помощью натурных измерений методами микроскопии.

Технологические погрешности отсутствуют на первой ступеньке фазовой функции, так как при формировании этой области не применяется травление. С возрастанием уровня квантования увеличивается глубина травления, и следовательно возрастает высота и базис технологической погрешности.

Вне "бортиков" поверхность области структурирования полагалась плоской. Линейный размер элементарной области выбирался равным шагу дискретизации лазерного структурирования - 40 мкм, что составляет приблизительно 4 длины волны излучения CO_2 -лазера ($\lambda_0 = 10,6$ мкм). В рамках данной работы предполагалось, что на границу раздела воздух/алмаз ($\varepsilon = 5,76$) нормально падает H - волна. В случае отсутствия "бортиков" вся энергия волны, падающей на плоскую границу раздела, переходит в нулевой отраженный и нулевой прошедший порядки, причем интенсивность нулевого прошедшего порядка, отнесенная к интенсивности падающей волны есть величина I = 0,8305. Для ступенчатого профиля, в отсутствии "бортиков" при высоте ступеньки в 0,9464 мкм, интенсивность нулевого прошедшего порядка, отнесенная к интенсивности падающей волны, есть величина I = 0,667, на порядок и более превышающая аналогичные величины для остальных прошедших порядков. Следовательно, в обоих случаях (плоский и ступенчатый профиль исследуемого фрагмента ДОЭ) будем характеризовать влияние субволновой погрешности изготовления величиной $\delta = (I - I_{0})/I$, которая показывает долю энергии, ушедшей из нулевого порядка при прохождения границы раздела сред (І₀ - интенсивность нулевого прошедшего порядка, отнесенная к интенсивности падающей волны при наличии "бортиков").

Численное моделирование влияния существующих технологических погрешностей

Рассмотрим прохождение Н - волны через дифракционную решетку с периодом, равным линейному размеру элементарной области структурирования, и областью модуляции, эквивалентной профилю исследуемого участка ДОЭ. Традиционно, для анализа дифракции света на двумерной диэлектрической решетке используется дифференциальный

Таблица 2. Оценка влияния технологических погрешностей, расположенных на одном уровне квантования

	Уровни квантования фазовой функции						
	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
δ*100%	3,9	10,4	16,6	32,5	40,4	52	56,4

	Уровни квантования фазовой функции								
	II-III	III-VI	IV-V	V-VI	VI-VII	VII-VIII			
δ*100%	6,2	15,3	22,18	41,62	49,61	58,97			

Таблица 3. Оценка влияния технологических погрешностей, расположенных между уровнями квантования

метод (Differential method) [5], наиболее удачная численная реализация которого предложена в [6]. Суть метода состоит в определении поля в зоне модуляции посредством решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка с последующей "сшивкой" полученного решения с разложением Релея вне зоны модуляции. Для прямоугольного профиля решетки такое решение ищется аналитически, в остальных случаях область модуляции разбивается на слои, в каждом из которых решение также записывается аналитически, а профиль решетки аппроксимируются ступенчатой функцией. При проведении численных экспериментов область модуляции разбивалась на 100 слоев.

Точность решения, полученного посредством дифференциального метода, можно оценить с помощью закона сохранения энергии. При равенстве суммы интенсивностей всех прошедших и отраженных порядков (имеются в виду только распространяющиеся порядки) интенсивности падающей волны говорят о выполнении закона сохранения энергии. Во всех поставленных численных экспериментах (табл.2-6, рис.2) закон сохранения энергии выполнялся.

Изучая зависимость параметра б от уровня квантования (табл.2, 3), можно отметить, что как для линейного участка фазовой функции, так и для ступенчатого, наличие технологических погрешностей, начиная с VI уровня квантования, существенно влияет на работу этого участка. Влияние технологических погрешностей более сказывается на работе ступенчатых участков профиля, нежели на линейных.

Отметим, что в задачах синтеза ДОЭ для мощных лазеров особый интерес представляет доля энергии, прошедшей через оптический элемент. Для сравнения введем технологические погрешности синусоидального вида, которые изредка встречаются на практике, и технологические погрешности прямоугольного вида. Амплитуда синусоиды и меньшая сторона прямоугольника выбираются соответствующими замеренной высоте технологической погрешности, а половина периода синусоиды и большая сторона прямоугольника - ширине технологической погрешности у основания. Для упрощения эксперимента предполагалась линейная зависимость высоты технологической погрешности от ее базиса (отношение базиса к высоте равно 5, как для II уровня квантования). Вне "бортиков" поверхность области структурирования полагалась плоской. Из рис.2 видно, что погрешности изготовления не оказывают серьезного влияния на пропускающую способность дифракционной линзы.

Только в случае прямоугольных "бортиков" на некоторых глубинах травления проходит на 2% энергии больше, чем без технологических погрешностей, для реальных погрешностей эта величина не превышает 0,57%.



Рис.2. Зависимость отношения суммы интенсивностей прошедших распространяющихся порядков к интенсивности падающей волны (Δ) от высоты технологической погрешности. Черная кривая соответствует треугольной погрешности, серая синусоидальной и бледно-серая прямоугольной

35.7

38.4

		Ур	овни квант	ования фаз	овой функ	ции	
II III IV V VI VII VIII VIII	II	III	IV	V	VI	VII	VIII

8

Таблица 4. Оценка влияния технологических погрешностей в виде углублений, расположенных на одном уровне квантования

Уменьшение влияния технологических погрешностей

0.3

4.8

δ*100%

Очевидно стремление ослабить влияние технологических погрешностей изготовления на работу ДОЭ. Технология травления позволяет заменить погрешности в виде выступов над рельефом на углубления в нем, при этом сохраняется треугольная форма технологических погрешностей.

Сравнивая результаты, представленные в табл.2 и 4, можно отметить почти полное устранение влияния технологической погрешности на II уровне квантования и снижение ее влияния в два раза на III и VI уровнях квантования. Следовательно, технология травления, оставляющая погрешности в виде углублений, предпочтительнее существующей технологии.

Другой подход к ослаблению влияния технологических погрешностей состоит в увеличении линейного размера элементарной области травления.

Таблицы 5 и 6 содержат результаты моделирования при линейном размере элементарной области травления в 66 мкм. В этом случае те же технологические погрешности влияют на работу участков ДОЭ в среднем в полтора раза меньше, чем при линейном размере элементарной области травления в 40 мкм. Отметим однако, что увеличение размера элементарной области травления ведет к снижению точности аппроксимации расчетной непрерывной фазовой функции линзы ее дискретным аналогом.

25.9

Заключение

20.9

Технологические погрешности оказывают существенное влияние на работу ДОЭ при больших глубинах травления. Ослабить это влияние можно, заменив погрешности в виде выступов над рельефом на углубления в нем или (и) увеличивая линейный размер элементарной области травления. Таким образом, на основании данного исследования можно сформулировать конкретные практические рекомендации по применимости технологии лазерной абляции для синтеза конкретного ДОЭ. Отметим, что при анализе влияния "бортиков", расположенных на стыке двух разных уровней квантования рельефа ДОЭ, не учитывались случаи, когда разница между уровнями превысит 0,9464 мкм. Такие случаи требуют отдельного рассмотрения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кононенко В.В., Конов В.И., Пименов С.М., Прохоров А.М., Павельев В.С., Сойфер

Таблица 5. Оценка влияния технологических погрешностей, расположенных на одном уровне квантования при линейном размере элементарной области травления в 66 мкм

Положение треугольной	Уровни квантования фазовой функции								
погрешности на рельефе	II	III	IV	V	VI	VII	VIII		
в виде выступа над рельефом (δ*100%)	2,4	6,5	10,3	20,3	25,4	33,5	36,4		
в виде выемки в рельефе (δ*100%)	0,3	3,3	5,4	13,8	17	23,5	24,9		

	Уровни квантования фазовой функции							
	II-III	III-VI	IV-V	V-VI	VI-VII	VII-VIII		
δ*100%	4,2	10,11	14,3	26,5	31,5	38		

Таблица 6. Оценка влияния технологических погрешностей, расположенных между уровнями квантования при линейном размере элементарной области травления в 66 мкм

В.А. Алмазная дифракционная оптика для мощных CO₂-лазеров // Квантовая электроника. 1999. Т.26. №1.

- Kononenko V.V., Konov V.I., Pimenov S.M., Prokhorov A.M., Pavelyev V.S., Soifer V.A. CVD diamond transmissive diffractive optics for CO₂ lasers // New Diamond and Frontier Carbon Technology 10. Japan. 2000.
- Pavelyev V.S., Soifer V.A., Kononenko V.V., Konov V.I., Pimenov S.M., Prokhorov A.M., Luedge B., Duparre M. Diamond focusators for far IR lasers // Компьютерная оптика. 2000. Вып.20.
- 4. Головашкин Д.Л., Дюпарре М., Павельев В.С., Сойфер В.А. Моделирование прохождения ИК-излучения через алмазную дифракционную линзу с субволновыми технологическими погрешностями микрорельефа // Компьютерная оптика. 2001. Вып.21.
- Electromagnetic Theory on Gratings: Topics in current physics (22, Ed. By R. Petit, N.Y.: Springer-Verlag, 1980).
- 6. Досколович Л.Л. Дифракция на пропускающих диэлектрических решетках // Методы компьютерной оптики / Под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2000.

ANALYSE THE RADIATION PROPAGATION THROUGH FRAGMENTS OF DOE WITH TECHNOLOGICAL ERRORS

© 2002 D.L. Golovashkin

Image Processing System Institute of Russian Academy of Sciences, Samara

The article is devout to analyze of systematical technological errors, which located in relief of DOE. The target of this article is investigations the influence of technological errors on joint of elementary domains. In conclusion of the work gives some recommendations about character of influence the technological errors.

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ МАТРИЧНЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ

© 2002 А.В. Гришанов, В.Н. Гришанов, Е.А. Изжеуров, С.Ю. Моисеев

Самарский государственный аэрокосмический университет

Рассмотрены схемы измерений пространственно-энергетических характеристик лазерных пучков с использованием фоточувствительных ПЗС-матриц. Адаптации измерительных схем к широкоапертурным пучкам достигается применением рассеивающих экранов. Оценены погрешности измерений, обусловленные как характеристиками фоточувствительных ПЗС-матриц, так и формой рассеивающего экрана.

Измерение параметров излучения лазера позволяет оптимально его использовать: повысить КПД установки, добиться заданных параметров технологического или любого другого процесса, использующего лазерное излучение. Сведения о пространственноэнергетических характеристиках лазерного излучения, полученные в результате измерений, позволяют преобразовывать излучение, получаемое на выходе резонатора, в излучение с заданным распределением энергии в пространстве или на плоскости. Для этих целей можно использовать традиционные оптические элементы – линзы, либо элементы компьютерной оптики – фокусаторы или фазовые пластинки.

Для измерения пространственно-энергетических характеристик лазерных пучков [1] выгодно использовать матричные фотоприемники (МФ). МФ позволяют непосредственно получать распределение плотности мощности и энергии в сечении пучка. В случае коллимированных пучков возможны 2 схемы измерений: 1-я – МФ непосредственно совмещается с сечением пучка (рис.1), 2-я - МФ в фокальной плоскости линзы (рис.2). Оцифрованный устройством сопряжения (УС) сигнал обрабатывается ПЭВМ.

Непосредственное совмещение прием-





ной фоточувствительной площадки МФ с сечением пучка путем обработки ее сигнала в ПЭВМ реализует совместное измерение относительного распределения плотности мощности; диаметра и сечения пучка; средней мощности и нестабильности мощности. Если совместить приемную площадку МФ с фокальной плоскостью линзы, то измеряются: энергетическая расходимость и расходимость, угловая нестабильность оси диаграммы направленности (ОДН) и диаграмма направленности, а при соответствующей нормировке коэффициента оптического пропускания линзы - средняя мощность излучения и нестабильность мощности. Однако потенциальные возможности применения матричных фотоприемников в метрологии лазерного излучения практически не воплощены в серийных системах контроля лазерного излучения [2]. С другой стороны, наполнение структурных схем, представленных на рис.1 и 2, элементами массового производства делает их тиражирование вполне рентабельным. Поэто-



Рис.2. МФ в фокальной плоскости линзы

му целью настоящей статьи является доказательство достижимости удовлетворительных метрологических характеристик подобных систем.

При объективной регистрации световых полей с целью измерения их пространственно-энергетических характеристик предпочтение отдается матричным твердотельным фотоприемникам, жесткий и стабильный растр которых выгодно отличает их от электроннолучевых приборов с электрической либо магнитной разверткой электронного пучка. Исходя из принятых в настоящее время физических представлений о процессах, происходящих при преобразовании "свет - электрический сигнал" в фоточувствительной ПЗСматрице следует, что в пределах линейного участка динамического диапазона свет-сигнальной характеристики светочувствительного элемента накопленный в нем за время накопления электрический заряд, преобразованный в выходное напряжение в узле считывания, пропорционален количеству падающих на него фотонов

$$U_{ii} = k_{ii} n_{ii}, \qquad (1)$$

где U_{ij} – сигнал (выходное напряжение) с фоточувствительного элемента матрицы, расположенного в *i*-ой строке и *j*-ом столбце; k_{ij} – коэффициент преобразования элемента (*i*,*j*); n_{ij} – количество фотонов, попавших на элемент (*i*,*j*) за время накопления.

В предположении, что процедура измерения включает в себя вычитание фонового сигнала, примем условие нормировки, то есть

$$0 \le U_{ii} \le 1, \tag{2}$$

и обозначим максимальную по всем фоточувствительным элементам погрешность измерения числа фотонов, падающих на фоточувствительный элемент и приведенную к нормированному напряжению на выходе узла считывания, **ס**. При такой трактовке **о** включает в себя составляющие, обусловленные как собственно процессами преобразования "свет-сигнал" и неравномерностью чувствительности по фоточувствительным элементам в фоточувствительной матрице, так и процессами оцифровки аналогового сигнала и вычитания фонового сигнала.

Выделяют три составляющих этой погрешности: σ_{cm} – статистическую, обусловленную процессами генерации информационных носителей заряда в фоточувствительном элементе; $\sigma_{\mu e}$ – неоднородностей, "вмороженных" в фоточувствительную площадку ПЗСматрицы (геометрический шум); σ_{AUII} – аналого-цифрового преобразования, связь которой с σ задается равенствами:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\rho m}^2 + \sigma_{\mu 2}^2 + \sigma_{A \downarrow I I}^2} .$$
 (3)

Статистическую составляющую погрешности можно оценить по такому паспортному параметру, как динамический диапазон ПЗС-матрицы, который составляет не менее, чем 1:2000, то есть $\sigma_{cm}=0,5\cdot10^{-3}$ [3]. Погрешность аналого-цифрового преобразования для систем оцифровки и ввода изображений не превышает 10^{-2} от максимального выходного сигнала телекамеры на фоточувствительной ПЗС-матрице [4], то есть $\sigma_{AUII} \leq 10^{-2}$. Геометрический шум σ_{Hr} , который характеризуется неравномерностью выходного сигнала, может достигать ~7% [3], то есть $\sigma_{\mu} \leq 10^{-1}$.

Из приведенных числовых оценок видно, что основной вклад в погрешность измерений энергии лучистого потока одним фоточувствительным элементом вносит геометрический шум, и величина этой погрешности оценивается значением 0,1. Если по условиям применения прибора такое значение погрешности измерения энергии лучистого потока одним фоточувствительным элементом не приводит к выходу за пределы допустимых значений погрешности измерения мощности лазерного пучка, его энергетической расходимости и нестабильности положения оси диаграммы направленности, то значение $\sigma = 0,1$ и следует использовать для оценки погрешностей измеряемых параметров. В противном случае необходимо включать подпрограмму выравнивания чувствительностей фоточувствительных элементов, что позволяет при стендовой паспортизации параметров матричного фотоприемного устройства снизить вклад погрешности о_{нг} на порядок [5].

Альтернативой программным методам выравнивания чувствительности является применение высокооднородных фоточувствительных ПЗС на барьерах Шоттки, неоднородность которых не превышает 2% [6]. Таким образом, при оценках погрешностей измерений параметров лазерных пучков можно использовать числовые значения **о**, принадлежащие отрезку [0,02; 0,1].

Вторым условием, которое предполагается выполненным при проведении измерений, является согласование спектра пространственных частот, разрешаемых матричным фотоприемным устройством

$$\omega_{xnp.max} = \frac{2\pi}{\Delta x}; \quad \omega_{ynp.max} = \frac{2\pi}{\Delta v},$$

где Δx и Δy – период расположения фоточувствительных элементов по осям *x* и *y* ПЗСматрицы, с максимальной пространственной частотой распределения плотности мощности или энергии в поперечном сечении лазерного пучка $\omega_{x.m.max}$ и $\omega_{y.m.max}$ [7]:

$$2\omega_{x \text{ nn. max}} \leq \omega_{x \text{ np. max}} 2\omega_{y \text{ nn. max}} \leq \omega_{y \text{ np. max}}.$$
(4)

Наряду с геометрическим фактором на высокочастотный завал частотно-контрастной характеристики ПЗС-матрицы оказывают дополнительное влияние неэффективность переноса и боковое диффузное растекание зарядов в соседние ячейки [8]. Однако теоретическая оценка их вклада в частотноконтрастную характеристику требует привлечение параметров материала, из которого изготовлена ПЗС-матрица и каковые не являются паспортными (приводимыми в сопроводительной технической документации) собственно для фоточувствительных ПЗС-матриц. Более того, этот вопрос относительно просто решается экспериментально путем усиления неравенств (4).

Измерение полной энергии E или мощности P лазерного пучка матричным фотоприемником в качестве фотопреобразователя сводится, по сути, к суммированию отсчетов U_{ij} и умножению полученной суммы на некоторый нормирующий множитель, числовое значение которого обычно получают в результате поверки. Относительная погрешность нормирующего множителя при использовании рабочих эталонов единиц средней мощности лазерного излучения не превышает 0,5·10⁻² и может быть доведена на современном уровне развития средств измерения мощности лазерного излучения до 0,15·10⁻² [9]. Поэтому достаточно произвести оценку погрешности суммы

$$U = \sum_{i,j=1}^{N} U_{ij},$$
 (5)

принимая для упрощения выкладок, что матрица содержит одинаковое число фоточувствительных элементов N как по строкам, так и по столбцам.

Тогда абсолютная погрешность измерения суммы будет

$$\Delta U = \sqrt{\sum_{i,j=1}^{N} \Delta p_{ij}^2} = N\sigma, \qquad (6)$$

а относительная составит

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{N\sigma}{U} = \begin{cases} \frac{N\sigma}{U} & npu \ U < N\sigma \\ \sigma & npu \ U \ge N\sigma \end{cases}$$
(7)

При $U \ge N\sigma$ относительная погрешность измерения суммы, а, следовательно, и мощности лазерного пучка будет равна погрешности ее измерения одним фоточувствительным элементом, которая в данном случае выступает в роли основной погрешности прибора.

В результате получаем следующие числовые оценки относительной погрешности измерения мощности лазерного пучка без ослабителей: от $2 \cdot 10^{-2}$ до $20 \cdot 10^{-2}$. Верхняя оценка $20 \cdot 10^{-2}$ согласно ГОСТ 8.275-91 [9], с одной стороны, еще позволяет использовать разрабатываемую измерительную систему в качестве рабочего средства измерения, а, с другой стороны, определяет наименьшее значение измеряемой мощности.

Измерение энергетической расходимости и нестабильности оси диаграммы направленности проводится при установке фоточувствительного слоя ПЗС-матрицы в фокальной плоскости линзы. Фокусное расстояние линзы f является одним из параметров косвенных измерений, значение которого используется при расчетах энергетической расходимости и нестабильности оси диаграммы направленности. Поэтому погрешность измерения фокусного расстояния будет давать свой вклад в результат оценки погрешности измеряемых величин. Известные методы измерения фокусных расстояний имеют следующие значения относительных погрешностей [10]: метод увеличений (0,3...0,6) 10⁻²; метод Аббе (0,2...0,5) 10⁻² и метод угловых измерений (0,08...0,2) 10⁻².

Угловые отклонения оси диаграммы направленности (нестабильности оси диаграммы направленности) по оси *X* вычисляются по формуле (по оси *Y* аналогично):

$$\theta_x = \frac{x_1 - x_0}{f}, \qquad (8)$$

где x_1 и x_2 координаты энергетического центра фокального пятна, в моменты времени кратные периоду последовательных измерений.

Тогда абсолютная погрешность измерения угловых отклонений ОДН есть

$$\Delta \theta_{x} = \sqrt{2 \left(\frac{\Delta x}{f}\right)^{2} + \left(\frac{x_{1} - x_{0}}{f}\right)^{2} \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^{2}} = \frac{x_{1} - x_{0}}{f} \sqrt{2 \left(\frac{\Delta x}{x_{1} - x_{0}}\right)^{2} + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^{2}}, \quad (9)$$

где Δx - средняя квадратичная погрешность измерения координат энергетического центра. Приняв минимально измеримое отклонение ЭЦ от своего начального положения равным погрешности измерения координат ЭЦ, то есть

$$x_1 - x_0 = \Delta x , \qquad (10)$$

получим

$$\Delta \theta_x = \frac{\Delta x}{f} \sqrt{2 + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)} = \frac{\sqrt{2}\Delta x}{f}, \quad (11)$$

с учетом того, что $\Delta f/f < 10^{-2}$.

Используя результаты работы [11], отношение $(\Delta x/x_{\theta})$, где x_{θ} - размер одного фоточувствительного элемента, оценивается выражением:

$$\frac{\Delta x}{x_0} = \frac{2}{\sqrt{3}}\sigma, \qquad (12)$$

и при многоградационной обработке сигнала принадлежит интервалу (0,05; 0,5). Подстановкой (12) в (11) и принимая для оценок $\sqrt{2/3} \approx 1$, получаем искомое выражение для оценки $\Delta \theta_x$:

$$\Delta \theta_x = 2 \frac{x_0}{f} \sigma \,. \tag{13}$$

При характерном размере фоточувствительного элемента $x_0 = 20$ мкм [3] и фокусном расстоянии f = 100 мм без использования процедуры выравнивания чувствительности, то есть для $\sigma = 10^{-1}$, будем иметь

$$\Delta \theta_x = 4 \cdot 10^{-5} \, pad \approx 8 \, \sigma r \lambda.\rho.,$$

что согласуется с экспериментальными оценками, известными из литературных источников [12].

Погрешности измерения энергетической расходимости малорасходящихся лазерных пучков посредством матричных фотоприемников подробно рассмотрены в работе [13]. Относительная погрешность измерения энергетической расходимости ($\Delta \theta_e / \theta_e$) описывается выражением:

$$\frac{\Delta \theta_e}{\theta_e} = \sqrt{\left(\frac{\Delta d_e}{d_e}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2} , \qquad (14)$$

где d_e – диаметр поперечного сечения пучка, внутри которого проходит заданная доля мощности пучка, f – фокусное расстояние линзы. $(\Delta \Delta d_e/d_e)$ оценивается соотношением:

$$\Delta d_e / d_e = 4\sigma . \tag{15}$$

Поскольку ранее было показано, что $2 \cdot 10^{-2} < \sigma \le 10^{-1}$, а $\Delta f / f < 10^{-2}$, то из (15) и (14) видно, что основной вклад в погрешность измерения энергетической расходимости вносится погрешностью измерения диаметра фокального пятна. Сама погрешность принадлежит диапазону (8...40)%, которая допускается, согласно ГОСТ 26086-84 [14], при измерениях энергетической расходимости.

Для измерения характеристик излучения полупроводниковых лазеров (ППЛ) при ори-

ентации на серийные ПЗС-матрицы необходимо использовать рассеиватель. Полупроводниковые лазеры имеют большую расходимость излучения: в плоскости *p-n*-перехода -5-10°, а в плоскости, перпендикулярной активному слою - (20-40)°, поэтому охват всего поля их излучения приемной площадкой фоточувствительной ПЗС-матрицы представляет собой трудноразрешимую проблему.

Оценим погрешность измерения относительного распределения плотности мощности (ОРПМ) в сечении пучка, т.к. именно ОРПМ совместно с координатами энергетического центра является основой расчета остальных пространственно-энергетических характеристик лазерного пучка. Оценку произведём в рамках геометрической оптики (рис.3), предполагая, что объектив 2 преобразует элемент пространства предметов (экрана 1) dx_{1} в элемент пространства изображений dx, находящийся на поверхности (плоской) фоточувствительной матрицы. Кроме того, будем считать объектив идеальным, не поглощающим света и переносящим без потерь световую энергию, попавшую на входной зрачок объектива от элемента экрана dx_1 на элемент изображения dx.

Форму экрана примем цилиндрической с осью цилиндра ориентированной параллельно оси y_i , учитывая, что в направлении y_i диаграмма направленности узка. С одной стороны, это позволит воспользоваться про-

стым линеаризованным законом преобразования второго измерения излучающей площадки экрана $dy_i \ B dy$. С другой стороны, если в результате числовых оценок окажется, что в требуемом для охвата диаграммы направленности в направлении *у* диапазоне углов отклонение величины светового потока на фоточувствительной матрице от случая узких (параксиальных) пучков невелика, то этот факт может служить основанием для использования экрана цилиндрической формы и для достаточности одномерной модели.

Исходя из принятой геометрии измерений, отображенной на рис.3 получим формулы преобразования геометрических величин из пространства предметов в пространство изображений, используя в качестве варьируемого параметра угол α , который непосредственно характеризует диаграмму направленности ППЛ. В качестве постоянных параметров установки выступают: *R*- радиус кривизны экрана; *l*- расстояние от экрана до объектива; *a*- расстояние от объектива до изображения экрана, где и устанавливается фоточувствительная матрица.

В силу того, что объектив должен строить действительное изображение на фоточувствительной матрице, *а* должно быть немного больше $f(a \ge f)$. Хотя для формальных геометрических соотношений и не важны ограничения, налагаемые на *R*, *l* и а, тем не менее, для реальной схемы измерения:



Рис.3. Геометрическая схема с рассеивателем

l >*R* и *l* >> *a*.

Из геометрических соображений.

$$AB = R \cdot \sin\alpha; \ AC = l + R \cdot (1 - \cos\alpha);$$
$$tg\phi = \frac{AB}{AC} = \frac{R \cdot \sin\alpha}{R \cdot (1 - \cos\alpha) + l};$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{R \cdot \sin \alpha}{R \cdot (1 - \cos \alpha) + l}, \qquad (16)$$

$$\phi_1 = \alpha + \varphi = \alpha + \operatorname{arctg} \frac{R \cdot \sin \alpha}{R \cdot (1 - \cos \alpha) + l}, \quad (17)$$

$$BC = r = \sqrt{AB^{2} + AC^{2}} = \sqrt{R^{2} \cdot \sin^{2} \alpha + \{R \cdot (1 - \cos \alpha) + l\}^{2}}, \quad (18)$$

где r - расстояние от излучающего элемента dx_1 до оптического центра линзы

Пусть x(dx) - x-вая координата элемента dx. Тогда из $\Delta COK \propto \Delta ABC$ имеем:

$$x(dx) = a \cdot \frac{AB}{AC} = \frac{a \cdot R \cdot \sin \alpha}{R \cdot (1 - \cos \alpha) + l}, \quad (19)$$

Находим производную:

$$\frac{d}{d\alpha}(x(dx)) =$$

$$= \frac{a \cdot R \cdot \cos \alpha \cdot (R \cdot (1 - \cos \alpha) + l) - a \cdot R^2 \cdot \sin^2 \alpha}{(R \cdot (1 - \cos \alpha) + l)^2} .(20)$$

Тогда соотношение между дифференциалами *d*α и *dx* примет вид:

$$d\alpha = \frac{(R \cdot (1 - \cos \alpha) + l)^2}{a \cdot R \cdot \cos \alpha \cdot (R \cdot (1 - \cos \alpha) + l) - a \cdot R^2 \cdot \sin^2 \alpha} dx, (21)$$

которое будет приближенно выполняться и для конечных приращений, причем под *dx* можно подразумевать период следования фоточувствительных элементов.

Выражение (21) даёт угловое поле зрения в пространстве предметов, соответствующее периоду следования фоточувствительных элементов матричного фотоприемника, а, учитывая что

$$dx_1 = R \cdot d\alpha ,$$

получаем протяженность экрана вдоль цилиндрической поверхности, соответствующую dx, в пространстве предметов:

$$dx_1 = \frac{(R \cdot (1 - \cos \alpha) + l)^2}{a \cdot \cos \alpha \cdot (R \cdot (1 - \cos \alpha) + l) - a \cdot R \cdot \sin^2 \alpha} dx \cdot (22)$$

Зависимость коэффициента пропускания линзы, обусловленную чисто геометрическим фактором - наклоном падающих лучей, излучаемых элементом dx_1 , - имеет вид:

$$v = m \cdot \cos(\operatorname{arctg} \frac{R \cdot \sin \alpha}{R \cdot (1 - \cos \alpha) + l}), \quad (23)$$

где т - действующая площадь объектива.

Масштабные преобразования по оси *у* учитываются как:

$$dy_1 = \frac{AC}{a}dy = \frac{l + R \cdot (1 - \cos\alpha)}{a}dy.$$
 (24)

Поток $d\Phi$, переносимый с площадки $dx_i dy_i$ на соответственную ей геометрически площадку dx dy описывается выражением:

$$d\Phi = L \cdot v \cdot \frac{\cos \varphi \cdot \cos \varphi_1}{r^2} dx_1 dy_1 dx dy , \quad (25)$$

где L - яркость площадки $(dx_1 dy_1)$ экрана с координатами (x_1, y_1) пропорциональная, падающему на эту площадку потоку излучения лазера.

Рассмотрим коэффициент

$$J = \frac{d\Phi}{mL(dx)^{2}(dy)^{2}} = \frac{\cos \varphi \cdot \cos \varphi_{1}}{r^{2}} k_{1}k_{2}k_{3}, (26)$$

зависящий от α и характеризующий влияние геометрических параметров установки на фотоотклик одного фоточувствительного элемента матричного фотоприемника. Здесь:

$$k_1 = \frac{(R \cdot (1 - \cos \alpha) + l)^2}{a \cdot \cos \alpha \cdot (R \cdot (1 - \cos \alpha) + l) - a \cdot R \cdot \sin^2 \alpha}, (27)$$

$$k_2 = \cos(\operatorname{arctg} \frac{R \cdot \sin \alpha}{R \cdot (1 - \cos \alpha) + l}), \quad (28)$$

$$k_3 = \frac{l + R \cdot (1 - \cos \alpha)}{a} \,. \tag{29}$$

Используя (26) удобно ввести следующие функции общего аргумента α: угловую разрешающую способность

$$P_1 = \frac{d\alpha}{dx} = \frac{(R \cdot (1 - \cos \alpha) + l)^2}{a \cdot R \cdot \cos \alpha \cdot (R \cdot (1 - \cos \alpha) + l) - a \cdot R^2 \cdot \sin^2 \alpha^2}$$
(30)

линейную разрешающую способность

$$P_2 = \frac{dx_1}{dx} = \frac{(R \cdot (1 - \cos\alpha) + l)^2}{a \cdot \cos\alpha \cdot (R \cdot (1 - \cos\alpha) + l) - a \cdot R \cdot \sin^2\alpha},$$
(31)

угловое поле зрения при заданных размерах фотоприёмной матрицы

$$w = 2x_{\max}(dx), \qquad (32)$$

линейную разрешающую способность по направлению оси *у* в пространстве предметов

$$P_{3} = \frac{dy_{1}}{dy} = \frac{l + R \cdot (1 - \cos \alpha)}{a}.$$
 (33)

В качестве примера на рис. 4 приведен график зависимости (30).

Оценки величин, входящих в (26), т.е. $cos\phi\varphi$, $cos\phi\varphi_l$, r, k_l , k_2 , k_3 и самого коэффициента J при варьировании α от 0° до 10° для характерных размеров установки R = 60мм, a = 25 мм, l = 200 мм показывают, что их изменение не превышает 10% от значения, соответствующего $\alpha = 0^\circ$. Это указывает на правомерность применения одномерной модели для случая, когда диаграмма направленности излучения в некоторой плоскости принадлежит области углов, не превышающих 20°.

Из рисунка 4 видно, что при α <40[°] (т.е. расходимость менее 80[°]) погрешность измерения лазерных параметров, обусловленных формой экрана и геометрией установки составляет менее 20%. Для уменьшения погрешности следует проводить коррекцию результатов измерений в соответствии с выражением (26).

Таким образом, применение МФ с ПЗСматрицами в качестве датчиков в системах для измерения параметров лазерного излучения способно обеспечить метрологические характеристики, удовлетворяющие существу-



разрешающей способности

ющим нормативным документам. Их совместное использование с современными средствами вычислительной техники при соответствующем программном обеспечении позволяет создавать автоматизированные системы измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ГОСТ 24453 80. Измерения параметров и характеристик лазерного излучения. М.: И-во стандартов, 1981.
- Системы контроля лазерного излучения: Каталог-справочник по странам СНГ и Балтии. М.: НТИУЦ ЛАС, 2000.
- Хатунцев А.И. Фотоприемные модули на базе ФПЗС // Электронная промышл. 1993. №6-7.
- 4. Edmund Industrial Optics. Optics and Optical Instruments Catalog. 1999.
- Карелин А.Ю. Повышение точности астроизмерительных широкопольных приборов с ПЗС- матрицами // Оптический журнал. 1998. Т.65. №8.
- 6. Фотоприемники видимого и ИК-диапазона / Под ред. *Р.Дж. Киеса*. М.: Радио и связь, 1985.
- 7. *Якушенков Ю.Г.* Теория и расчет оптикоэлектронных приборов. М.: Логос, 1999.
- Васильев В.Н., Гуров И.П. Компьютерная обработка сигналов в приложении к интерферометрическим системам. СПб.: БХВ - Санкт-Петербург, 1998.
- ГОСТ 8.275 91.Государственная поверочная схема для средств измерения средней мощности лазерного излучения в диапазоне длин волн 0,3 12,0 мкм. М.: Иво стандартов, 1991.
- 10. *Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т.* Оптические измерения. М.: Машиностроение, 1987.
- Гришанов В.Н., Мордасов В.И. Лазерная триангуляционная система для измерения деформаций. СПб.: Компьютерная оптика., в.14-15. М.: МЦНТИ, 1995. Ч.2.
- 12. *Петрович В.А.* Малогабаритный звездный датчик // Оптический журнал. 1986. №7.
- 13. Гришанов А.В., Попов К.Н. Измерение

лазерных параметров матричными фотоприемниками / Труды VII международной научно-практической конф. студ., асп. и молодых ученых "Современная техника и технологии CTT'2001" (Томск 26фев.-2 мар. 2001 г.). Томск: ТПУ, 2001. Т.1.

 ГОСТ 26086-84. Методы измерения диаметра пучка и энергетической расходимости лазерного излучения. М.: И-во стандартов, 1984.

MEASUREMENT SPATIAL - ENERGETICALLY OF CHARACTERISTICS OF LASER RADIATION WITH APPLICATION OF MATRIX PHOTORECEIVERS

© 2002 A.V. Grishanov, V.N. Grishanov, E.A. Izjeurov, S.U. Moiseev

Samara State Aerospace University

The circuits of measurements spatial - energetically of characteristics of laser beams with use of photosensitive CCD-matrixes are considered. Adaptation of the measuring circuits to wide-angle beams is achieved by application of disseminating screens. The errors of measurements caused as by the characteristics of photosensitive CCD-matrixes and form of the disseminating screen are appreciated.

ТЕПЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МАТЕРИАЛЫ КОМБИНИРОВАННЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТОКОВ ПРИ ПЛАЗМЕННО-ЛАЗЕРНОМ НАНЕСЕНИИ ПОКРЫТИЙ

© 2002 С.П. Мурзин

Самарский государственный аэрокосмический университет

Разработана расчетная модель формирования температурных полей в технологических объектах при плазменно-лазерном нанесении покрытий. Проведены исследования теплового воздействия на материалы комбинированных энергетических потоков. Расчетные значения температур для выбранной группы материалов в широких диапазонах скорости перемещения и мощности теплового источника удовлетворительно совпадают с результатами экспериментальной оценки (погрешность δ_≤15...20%).

Одним из перспективных направлений развития технологии машиностроения является совершенствование методов обработки материалов концентрированными энергетическими потоками, к числу которых относится лазерное излучение. Разработанные на основе последних достижений науки и техники высокоэффективные технологические процессы лазерной обработки материалов позволяют существенно повысить показатели экономичности изготовления и надежности изделий процессов [1]. Более значительными потенциальными возможностями обладают методы высокоэнергетической обработки на основе интегрирования лазерного излучения с плазменной струей и дуговым разрядом. Потоки плазмы и электрическая дуга при газотермическом нанесении покрытий воздействуют на материалы с большей тепловой мощностью и относительно невысокой её плотностью. Их совмещение с высокоорганизованным полем лазерного излучения при комбинированной обработке создает предпосылки для повышения эффективности использования энергии при сочетании преимуществ составляющих процессов [2-4].

Наиболее значимым фактором, влияющим на формирование физико-механических свойств материалов и эксплуатационных характеристик изделий при воздействии концентрированных энергетических потоков, является температура в зоне обработки. Теоретическое и экспериментальное изучение тепловых процессов позволяет выделить общие закономерности и определить основные направления совершенствования технологических процессов. В работах [5, 6 и др.] разработаны расчетные модели тепловых процессов при взаимодействии энергетических потоков с веществом, основанные на всестороннем учете сложных физических процессов и их математическом описании. Приближенные аналитические решения известных систем дифференциальных уравнений могут использоваться в относительно простых схематизированных моделях для проведения качественного и приближенного количественного анализа тепловых явлений. Возрастающие возможности вычислительных средств обуславливают широкое применение численных методов решения нестационарных трехмерных задач нелинейной теплопроводности.

При нагреве заготовок концентрированными потоками энергии характерны большие градиенты температур, высокие скорости нагрева и охлаждения, смещение точек структурных и фазовых переходов, изменение в процессе обработки оптических и теплофизических свойств металлов и сплавов. Численное интегрирование дифференциального уравнения теплопроводности проводится с учетом зависимостей от температуры теплофизических коэффициентов и оптических характеристик наносимых обрабатываемых материалов. Теплофизические функции зависимости от температуры теплопроводности - k(T), объемной теплоемкости - $c_v(T)$, полной поверхностной теплоотдачи - $\alpha(T)$ и эффективного коэффициента поверхностного поглощения лазерного излучения - A(T) задаются табулированными значениями с шагом по температуре. Протяженность зоны обработки соизмерима с размерами тела, поэтому расчет проводится с учетом реальной геометрической формы обрабатываемой детали.

Расчеты температурных полей в материалах проводились для трех вариантов привязки полосового лазерного энергетического источника в зоне плазменного нагрева: перед участком воздействия плазменной струи, в его центре и позади зоны нанесения покрытия (рис.1) [7]. Увеличение плотности мощности лазерного излучения по краям полосы компенсирует повышенные тепловые потери периферийных участков и позволяет обеспечить наиболее однородное распределение механических свойств по ширине зоны термического влияния.

Принятая для расчетов температурных полей схема нагрева деталей при плазменно-

лазерном нанесении покрытий представлена на рис.2. Полосовой лазерный энергетический источник расположен: перед участком воздействия плазменной струи, что позволяет осуществить режимы термоактивации обрабатываемой поверхности.

Деталь перемещается с постоянной скоростью х в положительном направлении оси Оу в системе координат (x, y, z), помещенной в центр пятна нагрева лазерного энергетического источника. Принимаются допущения: тепловые источники с заданной геометрией и распределением плотности мощности являются поверхностными; в условиях достаточно быстрой кристаллизации наносимых расплавленных частиц их конвективное перемешивание отсутствует, а граница фазового перехода тонкого слоя расплава находится на поверхности детали.

Распределение плотности мощности лазерного излучения q_л в пятне нагрева определяется соответствующими оптическими расчетами в зависимости от исходных характеристик излучения [8]. При определении температуры поверхности в пятне напыления, вследствие кратковременного действия



Рис.1. Схема плазменно-лазерного нанесения покрытий: 1 - лазерное излучение, вводимое перед участком воздействия плазменной струи (А), в его центре (Б) или позади зоны нанесения покрытия (В); 2 - динамический фокусатор излучения (элемент компьютерной оптики); 3 - плазмотрон; 4 - плазменная струя; 5 - нанесенное покрытие; 6 - основа; 7- подслой. Н - дистанция напыления; F - фокусное расстояние оптического элемента; L - расстояние от центра области плазменного воздействия до центра светового пятна лазерного излучения; D_п – диаметр пятна нагрева материала плазменной струей



Рис.2. Схема расчета температурных полей при плазменно-лазерном нанесении покрытий. На рис. обозначено: 2, 3, 4 - граничные условия второго, третьего и четвертого рода соответственно; δ(x,y,t), h, H - толщина наносимого покрытия, подслоя и основы соответственно; L – расстояние между центром лазерного Q_Λ и осью симметрии плазменного Q_п энергетических источников; ν - скорость перемещения обрабатываемой детали

теплового потока отдельных частиц, нагрев напыляемым материалом принимается интегральной оценкой. Принято считать [9], что распределение тепловой мощности плазменной струи q_n , т.е. введенной в изделие энергии с учетом ее выделения при кристаллизации напыляемых частиц, характеризуется законом нормального распределения. На остальной части поверхности задаются нелинейные условия теплообмена с окружающей средой.

С учетом принятых допущений математическая формулировка нелинейной объемной тепловой задачи при плазменно-лазерном нанесении покрытий имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k_{1,2,3}(T) \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_{1,2,3}(T) \frac{\partial}{\partial y} \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_{1,2,3}(T) \frac{\partial}{\partial z} \right) + A(T) q_{\Lambda}(x, y, t) +$$
(1)
$$+ q_{\Pi}(x, y, t) - c_{V1,2,3}(T) \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \upsilon \frac{\partial T}{\partial y} \right) = 0;$$

$$T_{1,2,3}(x, y, z, t = 0) = T_0(x, y, z);$$
 (2)

$$-k_{1,2}(T)\frac{\partial T}{\partial z} = A(T)q_{\Lambda}(x, y, t) + q_{\Pi}(x, y, t); \quad (3)$$

$$-k_{1,2,3}(T)\frac{\partial T}{\partial n} = \alpha_{1,2,3}(T)(T_{1,2,3} - T_0), \quad (4)$$

$$k_{1,2} \frac{\partial T_{1,2}}{\partial z} = k_{2,3} \frac{\partial T_{2,3}}{\partial z}; \ T_{1,2} = T_{2,3},$$
 (5)

где х, у, z – пространственные координаты; t – время; 1,2,3 – индексы покрытия, подслоя и основы соответственно; V – скорость перемещения обрабатываемой детали; k(T) - коэффициент теплопроводности; с_v(T) - объемная теплоемкость; α (T) - коэффициент полной поверхностной теплоотдачи; A(T) - эффективный коэффициент поверхностного поглощения лазерного излучения; T₀ – температура окружающей среды (начальная температура); n –нормаль к поверхности, контактирующей с окружающей средой.

Формула (1) является системой дифференциальных уравнений теплопроводности для материала покрытия, подслоя и основы, выражение (2) - начальным условием, а уравнения (3), (4), (5) соответственно граничными условиями второго, третьего и четвертого рода. Они определяют удельный тепловой поток через поверхность тела, теплоотдачу с поверхности тела в окружающую среду и тепловой контакт на границах разделов разнородных материалов.

Для решения задач инженерного класса в работе [6] рекомендуется аппроксимацию частных производных в системе дифференциальных уравнении теплопроводности проводить с помощью метода рядов Тэйлора. Этот метод предполагает использование моделей с мелкой пространственной разбивкой и малым шагом по времени. Степень дискретизация разностных сеток – $\Delta x = \Delta y = \Delta z \leq$ (0,5...0,8) 10-3 м вблизи источника нагрева с временным шагом $\Delta t \leq (1, 0, ..., 2, 0)$ 10⁻² с. С увеличением шага по времени выше указанного значения точность решения снижается в результате возрастания погрешности разностной аппроксимации и из-за попытки представить процесс быстрее, чем он физически развивается. При повышении точности расчетов объем вычислений значительно возрастает, что требует больших затрат времени и значительного увеличения объема оперативной памяти вычислительных средств.

При численном решении тепловых задач дискретизацию дифференциального уравнения теплопроводности целесообразно проводить методом контрольного объема. Одним из важных свойств метода контрольного объема, подробно рассмотренного в работе [10], является точное интегральное сохранение таких величин, как масса и энергия на всей расчетной области при любо м числе узловых точек. Это позволяет значительно ускорить расчеты при экономии ресурсов памяти персонального компьютера. Основными этапами численного решения задачи являются: разбивка расчетной области с помощью сеток – получение массива N узлов, получение дискретных аналогов дифференциального уравнения методом контрольного объема, составление и приближенное решение системы алгебраических уравнений с N неизвестными (температуры в каждом узле в рассматриваемый момент времени). Неравномерная разбивка расчетной области с переменным шагом по осям координат, возрастающим в геометрической прогрессии при удалении от зоны воздействия внешних энергетических источников, позволяет значительно сократить время расчетов при сохранении устойчивости решения и повышении точности определения температур.

Дискретный аналог дифференциального уравнения теплопроводности в линейной форме имеет вид системы алгебраических уравнений, которые в нелинейной задаче решаются итерационным методом релаксаций.

Разработанная математическая модель формирования температурных полей при плазменно-лазерном нанесении покрытий доведена до уровня программного продукта, что обеспечивает ее применение, как по отдельности, так и в комплексе к лазерным и комбинированным, а также к другим близким по физической природе технологиям обработки материалов концентрированными энергетическими потоками. Программа численного моделирования тепловых процессов при плазменно-лазерном нанесении покрытий позволяет по заданной совокупности исходных данных получить массивы значений температур во всех узлах расчетной области в моменты времени, следующие с интервалом Δt. Изменяемыми параметрами модели являются геометрические характеристики обрабатываемой детали и тепловых источников, режимы обработки, условия теплообмена и теплофизические свойства материалов. Положение изотермических поверхностей определяется интерполяцией значений температур между узлами сетки.

На рис.3 представлены результаты расчета температурного поля, имеющего место на поверхности детали газотурбинного двигателя из сплава ЭП718ВД (ХН45МВТЮБР) с подслоем НА-67 при плазменно-лазерном нанесении покрытия АНБ. Скорость перемещения комбинированного теплового источ-



Рис.3. Результаты расчета температурного поля, имеющего место на поверхности детали газотурбинного двигателя при плазменно-лазерном нанесении покрытия. Скорость перемещения комбинированного теплового источника $v = 5 \cdot 10^{-2}$ м/с. Мощность лазерного излучения $Q_A = 180$ Вт: 1 - T = 320K; 2 - T = 340K; 3 - T = 380K; 4 - T = 420K; 5 - T = 460K; 6 - T = 500K; 7 - T = 520K

ника $x = 5 \cdot 10^{-2}$ м/с.

Для определения достоверности результатов теоретической оценки температурного поля проведено экспериментальное исследование воздействия комбинированных энергетических потоков. Использовался контактный способ измерения температуры терморезистором, тарированным по показаниям ртутного термометра и платино-родиевой термопары. Для регистрации временной зависимости температуры разработано устройство сопряжения - асинхронный логический анализатор, выполненный в виде платы расширения персонального компьютера [11].

Определение плотности теплового потока плазменной струи и коэффициентов теплообмена материалов в зависимости от технологических параметров и условий напыления проводилось по методике, разработанной в работе [12] на специальном контрольном стенде.

Методами традиционной металлографии проведено сопоставление исследуемых температурных полей в конструкционных материалах и характера структурных изменений. Скорость перемещения комбинированного теплового источника составляла v = (2...20) 10-2 м/с. Мощность лазерного излучения изменялась в пределах $Q_{A} = 40...180$ Вт. Дистанция напыления уменьшалась от 0,25 м до 0,1 м. Результаты расчета и экспериментальной оценки термического цикла материала в центре зоны комбинированного воздействия при плазменно-лазерном нанесении покрытия АНБ на деталь из сплава ЭП718ВД с подслоем НА-67 представлены на рис.4. Сравнение результатов экспериментальной оценки и теоретического исследования показало достаточную степень их сходимости (погрешность составляет δ_и≤15...20%) и подтвердило достоверность принятых допущений.

Выводы

Разработана расчетная модель формирования температурных полей в технологических объектах при плазменно-лазерном нанесении покрытий. С учетом принятых допущений обоснованы математическая формули-



Рис.4. Результаты расчета и экспериментальной оценки термического цикла материала в центре зоны комбинированного воздействия при плазменно-лазерном нанесении покрытия на деталь газотурбинного двигателя. Скорость перемещения комбинированного теплового источника v = 5·10⁻² м/с. Мощность излучения CO₂-лазерной установки Q₄=180 BT:

ровка и метод решения нестационарных трехмерных задачи нелинейной теплопроводности при воздействии на материалы комбинированных энергетических потоков.

Проведены теоретические и экспериментальные исследования теплового воздействия на материалы комбинированных энергетических потоков. Расчетные значения температур для выбранной группы материалов в широких диапазонах скорости перемещения и мощности теплового источника удовлетворительно совпадают с результатами экспериментальной оценки (погрешность δ_п ≤ 15... 20%).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Handbook of laser processing / Ed. J.F. Ready. – Orlando: Laser Institute of America. Magnolia publ. Inc., 2001.
- Барвинок В.А., Мордасов В.И., Шорин В.П. Высокоэффективные лазерно-плазменные технологии в машиностроении. М.: МЦНТИ, 1997.
- Способ лазерно-дуговой обработки материалов и его применение / Д.М. Гуреев, А.Е. Зайкин, А.В. Золотаревский и др. // Лазерная технология и автоматизация ис-

следований: Труды ФИ АН СССР. М.: Наука, 1989.

- 4. *Сом А.И., Кривцун И.В.* Лазер + плазма: поиск новых возможностей в наплавке // Автоматическая сварка. 2000. №12.
- 5. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник / Н.Н. Рыкалин, А.А. Углов, И.В. Зуев, А.Н. Кокора. М.: Машиностроение, 1985.
- 6. Григорьянц А.Г. Основы лазерной обработки материалов. М.: Машиностроение, 1989.
- Способ лазерно-газотермического нанесения покрытия: Патент РФ 2165997, МКИ⁷ С 23 С 4/12 / В.Н. Гришанов, В.И. Мордасов, С.П. Мурзин, К.В. Скляренко. Бюл. 12. 27.04.2001.
- 8. *Мордасов В.И., Мурзин С.П.* Математическая модель управления тепловым воз-

действием на материалы высокоэнергетических источников // Компьютерная оптика. М.: МЦНТИ, 2001. Вып.21.

- Нанесение покрытий напылением. Теория, технология и оборудование. М.: Металлургия, 1992.
- Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости: Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- 11. Новиков Ю.В., Калашников О.А., Гуляев С.Э. Разработка устройств спряжения для персонального компьютера типа IBM PC: Практ. пособие. М.: ЭКОМ, 1997.
- 12. Барвинок В.А., Богданович В.И., Докукина И.А., Плотников А.Н. Математическое моделирование и физика процессов нанесения плазменных покрытий из композиционных плакированных порошков. М.: МЦНТИ, 1998.

THERMAL INFLUENCE ON MATERIALS OF THE COMBINED ENERGY FLOWS AT PLASMA-LASER COATING PRODUCTION

$\ensuremath{\mathbb{C}}$ 2002 S.P. Murzin

Samara State Aerospace University

The mathematics model of formation of temperature fields in technological objects at plasma-laser coating production is developed. The researches of thermal influence on materials of the combined energy flows are carried out. The calculated values of temperatures for the chosen group of materials in wide ranges of speed of movement and power of a thermal source satisfactorily coincide with results of an experimental estimation (error $\delta_n \leq 15...20\%$).

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ТРУБОПРОВОДА МЕТОДОМ ЦИФРОВОЙ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

© 2002 С.Ю. Комаров¹, А.Б. Прокофьев¹, Ю.Н. Шапошников¹, Ю.Д. Щеглов²

¹Самарский государственный аэрокосмический университет ²ОАО "Моторостроитель", г. Самара

Рассмотрены особенности оптической схемы созданного цифрового спекл-интерферометра при исследовании колебаний модельного трубопровода. Приводится анализ полученных спеклограмм при изменении в конструкции модели. Методом сравнения с данными расчетной модели показаны преимущества рассматриваемой измерительной системы.

Важной задачей в решении проблемы снижения виброакустических нагрузок в гидромеханических системах энергетических установок различного назначения является определение собственных частот и форм колебаний трубопроводов. При этом, если экспериментальное определение собственных частот (по крайней мере, первых трех-четырех) может быть достаточно просто осуществлено методом простукивания [1], то исследование форм колебаний с использованием традиционных методов тензометрии является достаточно сложной задачей. Поэтому в последнее время интенсивно развиваются методы численного расчета собственных форм и частот колебаний трубопроводов [1, 2]. Однако для оценки степени достоверности результатов математических моделей колебаний трубопроводов необходима их экспериментальная проверка.

Роль экспериментальных методов возрастает по мере усложнения исследуемых объектов. Сюда относятся распределенные системы, характеризующиеся нелинейными свойствами за счет взаимодействия динамических процессов в рабочей среде со стенками трубопровода (так называемые, связанные колебания); необходимость учета присоединенных подсистем, включая узлы крепления трубопровода.

Эффективным средством проверки различных расчетных методик и моделей колебаний конструкций являются голографическая и спекл-интерферометрия, которые позволяют связать форму полос в наблюдаемой интерференционной картине с проекцией вектора амплитуды колебания элемента поверхности объекта на вектор чувствительности оптической схемы интерферометра [3].

Преимуществами голографической интерферометрии является бесконтактность метода, а также возможность визуализации форм собственных колебаний по всей исследуемой поверхности. Но метод голографической интерферометрии трудоемок, что связано с необходимостью применения фотоматериалов, и характеризуется низкой автоматизацией процесса измерений.

Более современным и не менее информативным методом изучения собственных форм колебаний объектов является метод электронной спекл-интерферометрии [3]. К его достоинствам можно отнести простоту обслуживания установки и высокий уровень автоматизации измерений, наглядность получаемых результатов и возможность вести наблюдение в реальном масштабе времени.

На кафедре АСЭУ Самарского государственного аэрокосмического университета на базе разработанного цифрового спекл-интерферометра [4] была проведена апробация его применения для трубопровода путем сравнения результатов с данными в [1], полученными на основании аналитических расчетов и метода простукивания.

Отрезок исследуемого трубопровода 1 (рис.1) с помощью металлических накладок 2 притягивался к двум опорам, выполненным в виде массивных стоек высотой $\forall 80$ мм, которые жестко закреплялись на станине 3. По



Рис.1. Схема установки трубопровода и возбудителя на оптическом столе: 1 - отрезок трубопровода; 2 - металлическая накладка; 3 - станина

станине 3 экспериментальная модель фиксировалась на платформе интерферометрического стола. Рассмотренная на рис.1 схема трубопровода при проведении расчетов в [1] классифицировалась как трубопровод на двух упругих опорах и свободным концом. Трубопровод возбуждался электромагнитным вибратором в области одной из опор. Ось толкателя вибратора была перпендикулярна образующей поверхности трубопровода и лежала в плоскости оптической схемы интерферометра.

В схеме возбуждения и регистрации колебаний на рис.2 сигнал звукового генератора 1 фиксировался на цифровом табло частотомера 2 и поступал на вибратор 3, толкатель которого касался поверхности трубопровода 4. Акустический сигнал отклика возбуждаемого объекта регистрировался микрофоном 5, установленным вблизи трубопровода, усиливался и фильтровался третьоктавными фильтрами шумомера 6.

Сигнал отклика с шумомера 6 подавался на один из входов электронного осциллогра-



Рис.2. Блок-схема системы возбуждения и регистрации резонансных колебаний: 1-звуковой генератор; 2-частотомер;
З-вибратор; 4-трубопровод; 5-микрофон; 6-шумомер; 7-осциллограф

фа 7, на другой вход которого поступал сигнал звукового генератора 1. При сканировании частоты возбуждения в момент резонанса происходило резкое возрастание уровня сигнала отклика, и на экране осциллографа наблюдаемая фигура Лиссажу вырождалась в линию или эллипс. Резонансная частота определяется при максимальном уровне сигнала отклика. Необходимо отметить, что кроме схемы на рис.2, резонансная частота колебаний трубопровода уверенно выделялась с помощью самого цифрового спекла-интерферометра. Это связано с тем, что при возбуждении колебаний объекта на мониторе ЭВМ установки в реальном времени наблюдается интерференция спеклов в неподвижных областях поверхности трубопровода. Если при сканировании частота возбуждения приближается к резонансной, то интерференционная картина размывается по всей поверхности объекта, за исключением узловых областей. На этой частоте по команде оператора и регистрируется интерферограмма.

Известно, что если резонансные частоты близки, то возможно одновременное возбуждение двух резонансных форм. Этот эффект можно легко заметить по поведению интерференционной картины. При смещении частоты возбуждения в ту или иную сторону, одна из форм будет проявляться сильнее до полного исчезновения другой формы. В любом случае для проверки факта является ли наблюдаемая интерференционная картина собственной формой колебания необходимо исследовать характер преобразования формы при малом изменении частоты возбуждения. Если при этом узловые линии остаются в фиксированном положении, частота является резонансной, в противном случае возбуждается суперпозиция форм и необходимо принять меры по их разделению. Методы цифровой спекл-интерферометрии дают уникальную возможность в реальном времени наблюдать эти изменения.

Кроме возбуждения суперпозиции форм или возбуждения форм на частотах кратных резонансной возможен пропуск отдельных резонансов, если возбуждающая сила приложена в неподходящем месте (например, в пучности колебания формы). В связи с этим при использовании контактного способа возбуждения обязательным является неоднократное изменение точки приложения возбуждающего усилия. В нашем случае точка приложения возбуждающего усилия смещалась на 2-3 см от опоры в ту и другую сторону от нее.

При возбуждении трубопровода были зарегистрированы следующие резонансные частоты: 144 Гц, 162 Гц, 292 Гц, 700 Гц. Регистрируемые на указанных частотах спеклограммы визуализируют формы возбуждаемых колебаний, дают количественную информацию о распределении амплитуд колебаний в каждой точке исследуемой поверхности. На рис.3 приведен характерный вид спеклограммы трубопровода на резонансной частоте 144 Гц. Из рис.3 видно, что узловая линия (самая широкая светлая полоса) находится на поверхности накладки (см. рис.1, поз.2). Форма наблюдаемых справа и слева от узловой линии интерференционных полос позволяет утверждать, что трубопровод совершает изгибные колебания в плоскости, проходящей через ось трубопровода и ориентированной перпендикулярно поверхности рис.3. Меньший период интерференционных полос справа от нулевой линии (см. рис.3) говорит о том, что на свободном конце трубопровода скорость нарастания амплитуды колебаний по длине трубопровода выше, чем на межопорном участке.

Характерным является то, что в расчетной модели [1] информация о собственной частоте 144 Гц отсутствовала. Это можно объяснить тем, что указанная частота относится скорее к субгармонической, предшествующей собственной. Известно, что наличие субгармоник является критерием нелинейности исследуемой модели трубопрово-



Рис.3. Характерный вид спеклограммы участка колеблющегося на резонансной частоте 144 Гц трубопровода: 1 – накладка; 2 – трубопровод

да. В то же время математическая модель в [1] была разработана в линейной постановке. В ней не учитывались, например, нелинейные свойства опор, приводящие к заметному перераспределению спектра колебаний и росту энергетического вклада субгармоник. Приведенная на рис. 3 форма колебаний свидетельствует о взаимодействии подсистем на указанной частоте с выделением нелинейных эффектов. Для остальных экспериментально полученных результатов расхождение с расчетом в [1] растет с увеличением номера частоты и составляет 2,9 % для первой формы, 7,4 % для второй форы, 6,3 % для третьей. Увеличение погрешности с номером формы можно объяснить ростом влияния не учтенных в математической модели факторов – нелинейность характеристик опор и материала трубопровода, отличие геометрии оболочки (стенки) от идеально цилиндрической и т.д.

На рис.4 для исходной частоты 144 Гц даны спеклограммы, полученные при изменении усилия затяжки винтов, прижимающих одну из накладок (см. рис. 1, поз. 2) к стойке опоры. Рис.4а характеризует колебания трубопровода при ослабленном верхнем винте (см. рис.1). Из рис.4а видно, что по сравнению с рис. 3, период интерференционных полос, а, следовательно, и скорость нарастания амплитуды колебаний как накладки, так и трубопровода существенно возросла.

Когда верхний винт был полностью ослаблен, уровень колебаний накладки и трубопровода уменьшился (рис.4б). Была изменена частота возбуждения и зарегистрирован новый резонанс на частоте 140 Гц (рис.4в),



Рис.4. Влияние уровня затяжки винтов накладки на резонансную частоту и амплитуду колебаний трубопровода. а, б - 144 Гц., в,г,д - 140 Гц., е - 132 Гц

Затем был ослаблен нижний винт (рис.4г). Из рис. 4г. видно, что форма колебаний при этом не изменилась, а амплитуда - возросла. Когда был полностью ослаблен нижний винт, трубопровод практически не колебался (рис.4д). Снова была изменена частота и произведена настройка на резонанс на частоте 132 Гц (рис.4е). Из рис. 4е видно, что нулевая полоса сместилась влево с поверхности накладки на трубопровод. При этом накладка колеблется как целое со свободным концом трубопровода.

Таким образом, в результате проведенных исследований показано, что метод цифровой спекл-интерферометрии позволяет детально исследовать пространственные колебания таких сложных объектов как трубопроводная система, отслеживая влияние нелинейных характеристик заделки на собственные частоты и формы колебаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Прокофьев А.Б. Расчет собственных частот и форм колебаний трубопроводов с помощью программного комплекса // Известия Самарского научного центра РАН. 1999. №2.
- 2. Шахматов Е.В., Прокофьев А.Б. Виброакустическая модель прямолинейного неоднородного трубопровода при его силовом возбуждении пульсациями рабочей жидкости // Известия Самарского научного центра РАН. 2000. №1. Т.2.
- 3. Джоунс Р, Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986.
- 4. Электронный спекл-интерферометр для виброакустической диагностики энергоустановок / О.А.Журавлев, С.Ю. Комаров, Ю.Н. Шапошников, Ю.Д. Щеглов // РКтехника. 2000. Сер.ХІІ. Вып.1.

INVESTIGATION PIPE VIBRATION BY DIGITAL SPECKLE PATTERN INTERFEROMETER

© 2002 S.Yu. Komarov¹, A.B. Prokofiev¹, Yu.N. Shaposhnikov¹, Yu.D. Scheglov²

¹Samara State Aerospace University ²JSC "Motorostroitel", Samara

The properties of the optical scheme of the digital speckle pattern interferometer applied to the investigation of the model pipe vibration are considered. The analysis of the pattern image obtained by changing the structure of the model is given. By using comparison with the data obtained by calculation the advantages of the considered system are shown.