1.1 Влияние систем ввода света в ОВ на эффективный световой поток, входящий в ядро ОВ и структуру модовых пятен в многомодовом оптическом волокне

Наиболее распространенной конструкцией СИД для ОВ линии является СИД Барраса [1] принципиальная схема которого приведена на рис.1.1.1

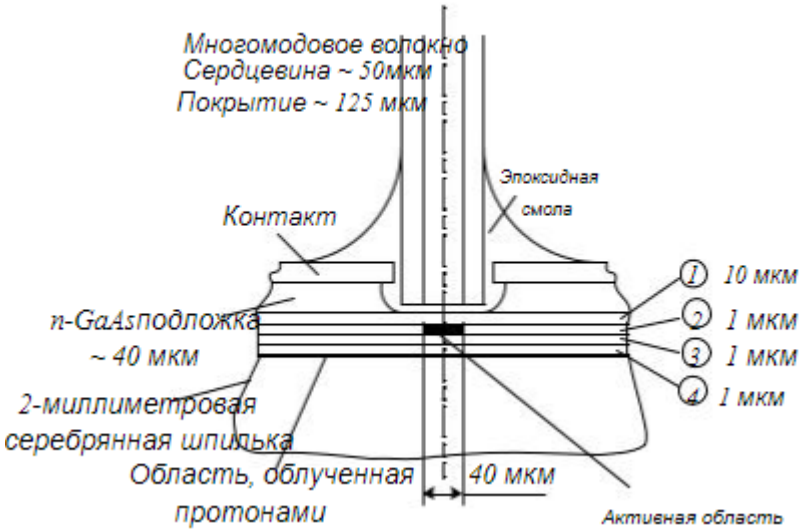


Рис.1.1.1. Светодиод Барраса на основе двойной гетероструктуры

и система светодиода на основе двойной гетероструктуры с самоустанавливающейся сферической линзой [2] рис.1.1.2.

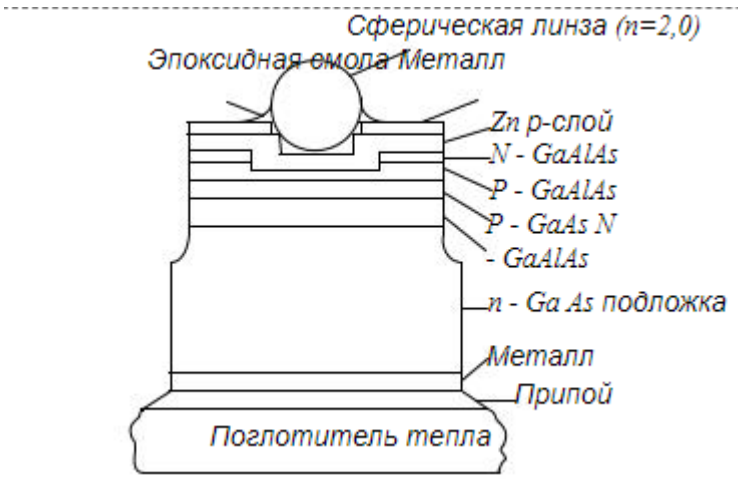


Рис. 1.1.2. Схематическое изображение светодиода на основе двойной гетероструктуры с самоустанавливающейся сферической линзой

Если излучающая область светодиода меньше сердцевины оптического волокна, применение выпуклых линз повышает эффективность ввода

излучения светодиода в ОВ. В этих случаях линзы проецируют излучающую область светодиода на всю площадь сердцевины волокна, снижая при этом угол падения лучей, т. е. происходит **согласование** источника излучения с волокном по числовой апертуре [3].

Важнейшим параметром, определяющим согласованность системы ввода и ОВ являются максимальный угол входа в ядро ОВ а также размер активной излучающей области СИД. В книге Гауэра [4] в приложении 5 приводятся общие положения о негативном влиянии размеров активной области на эффективность системы ввода.

Промоделируем влияние параметров светодиодов на эффективный световой поток, входящий в ОВ. Действительно, как видно из рис. 1.1.3, чем больше размер активной области 2d тем, тем больше разница в углах входа φ и φ_{max}.

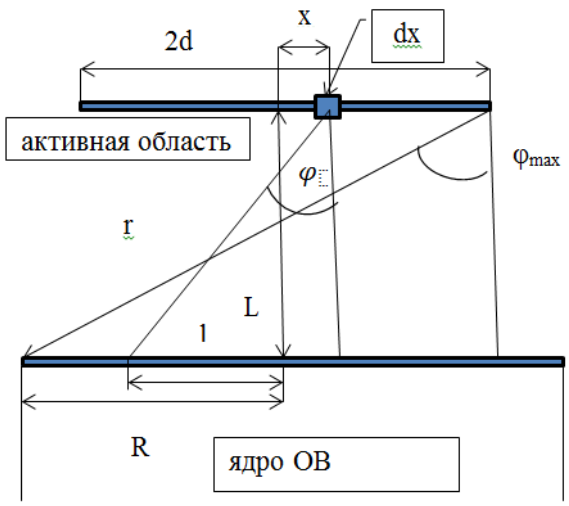


Рис.1.1.3. Принципиальная схема ввода излучения в ОВ

Световой поток, излучаемый элементом dx на расстоянии r под углом φ к оси перпендикулярной оси активной области определяется выражением:

$$I=\int_{-\varphi_{max}}^{\varphi_{max}} \frac{P\cos^2\varphi}{2dr^2}dx \quad (1.1.1)$$

где: $\frac{P}{2d}$ – *линейная плотность мощности*.

Из рис.1 видно, что

$$r^2=\left(L^2+\left(R^2+x^2\right)\right)$$

$$\varphi=arctg\left(\frac{l+x}{L}\right)$$

$$\frac{l+x}{L}$$

¿

$$1+(¿¿2)$$

¿

$$\cos^2\varphi=\frac{1}{(1+tg^2\varphi)}=\frac{1}{\left(1+tg^2 arctg\frac{l+x}{L}\right)}=\frac{1}{¿}$$

Обозначим $u=\frac{l+x}{L}$ = tg φ , тогда $tg\,\varphi_{max}=\frac{R+d}{L}$

Подставляя в выражение (2.1.1) получаем

$$I=\int_{\frac{-R+d}{L}}^{\frac{R+d}{L}}\frac{P}{2\,dL\left(1+u^2\right)^2}du=\frac{P}{2\,dL}\left(\varphi_{max}+\frac{tg\,\varphi_{max}}{\left(tg\,\varphi_{max}{}^2+1\right)}\right)(1.1.2)$$

На рис.1.1.4 представлена зависимость эффективного относительного светового потока входящей в ядро от максимального угла входа света в ядро ОВ. Относительная мощность вычислялась как I/I_0, где I_0 максимальный световой поток Pπ/4dL. Как видно из рис.1.1.4 **относительный эффективный световой поток в значительной степени определяется максимальным углом входа (числовой апертурой) в ядро ОВ.**

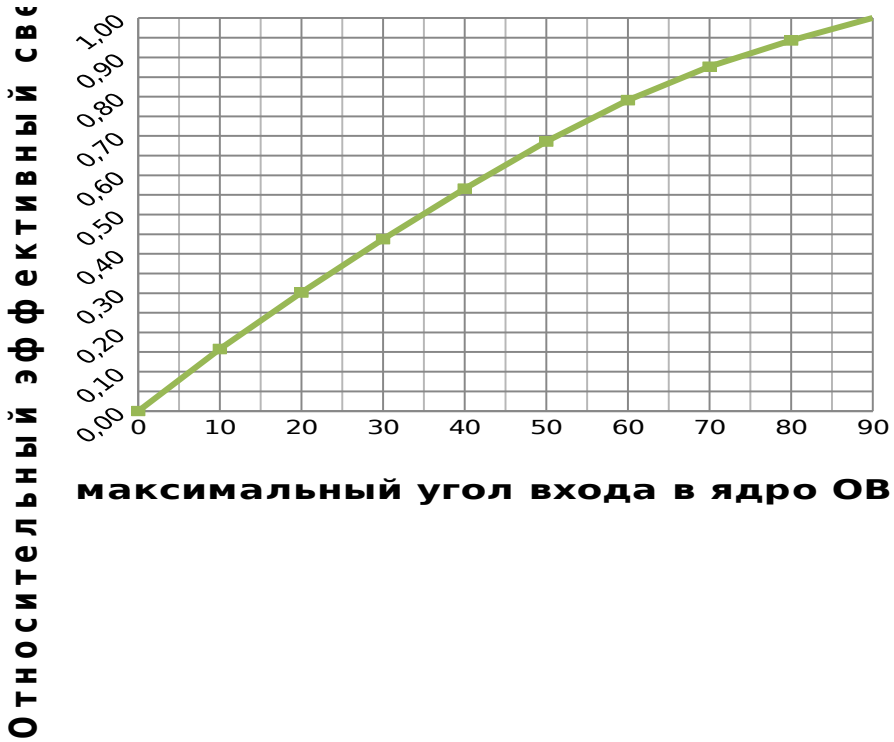


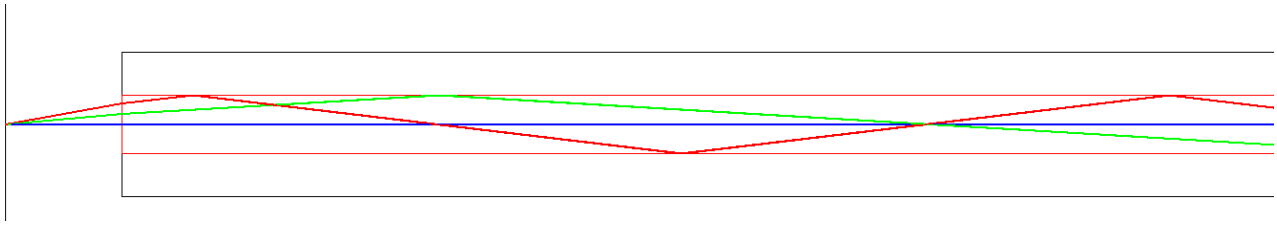
Рис. 1.1.4. Зависимость относительного эффективного светового потока входящего в ядро ОВ от максимального угла входа

Было проведено компьютерное моделирование влияния системы ввода излучения в ОВ на максимальные углы входа в ядро ОВ. В качестве ОВ взято стандартное многомодовое ОВ с параметрами Табл.1.1.1.

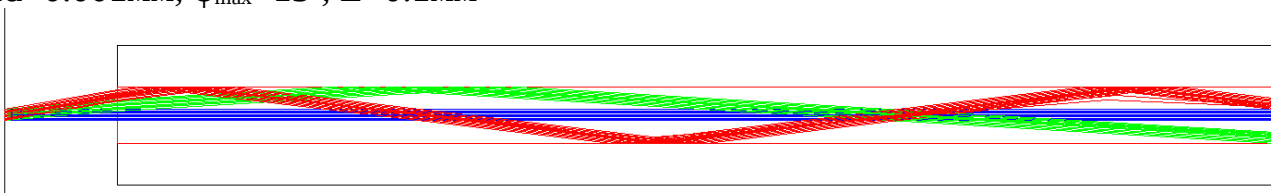
Таблица 1.1.1

Диаметр сердцевины мкм	Диаметр оболочки мкм	Рабочая длина волны нм	Коэффициент затухания Дб/км	Числовая апертура	Показатель преломления ядра
50,0	125,0	1300	0,6	0,2	1,477

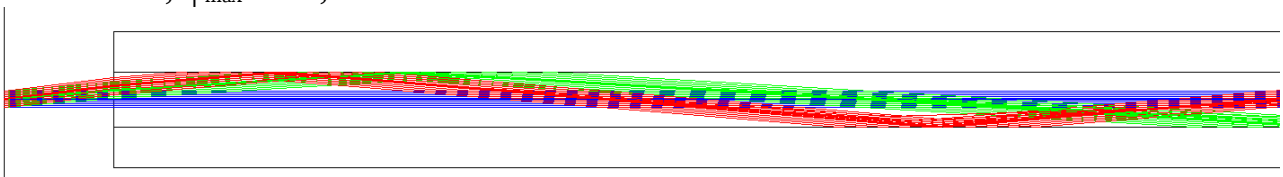
Ниже приведены результаты компьютерного моделирования входа излучения в ядро ОВ при использовании системы ввода типа системы Барраса.



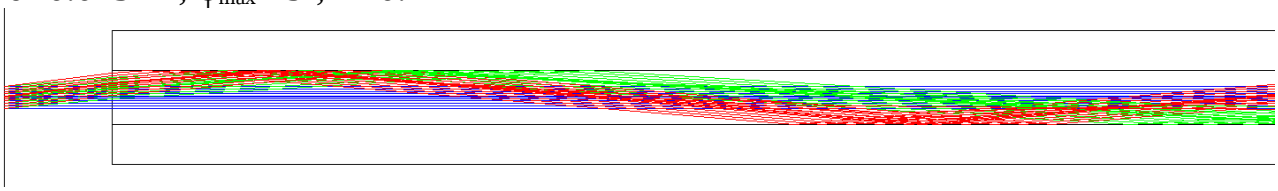
2d=0.001мм, $\varphi_{max}=13^0$, L=0.1мм



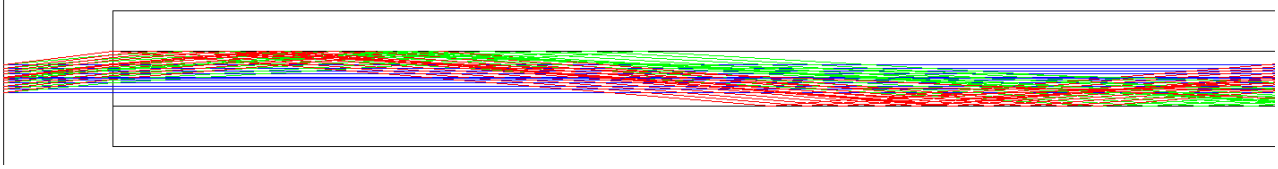
2d=0.01мм, $\varphi_{max}=11^0$, L=0.1мм



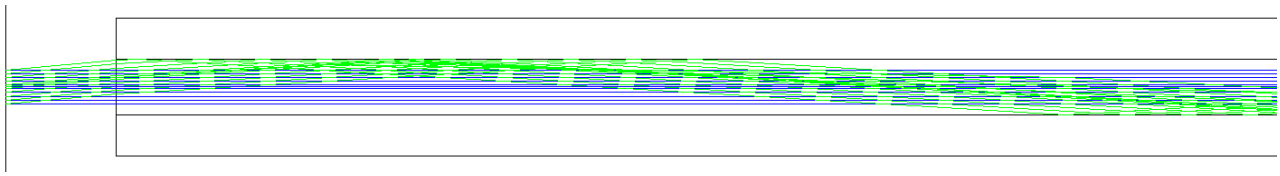
2d=0.015мм, $\varphi_{max}=9^0$, L=0.1мм



2d=0.02мм, $\varphi_{max}=8^0$, L=0.1мм

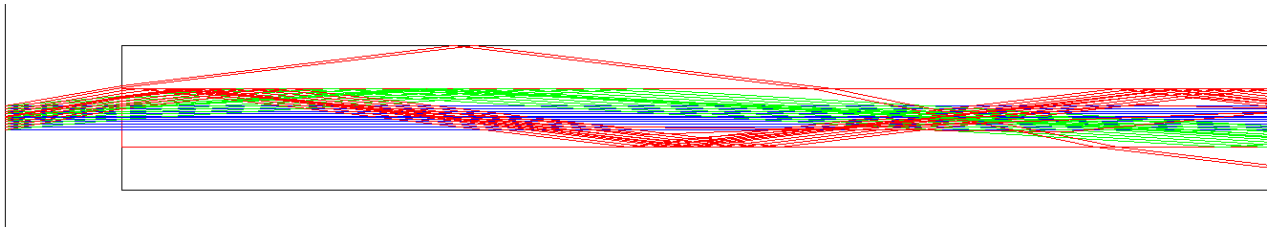


2d=0.025мм, $\varphi_{max}=7^0$, L=0.1мм



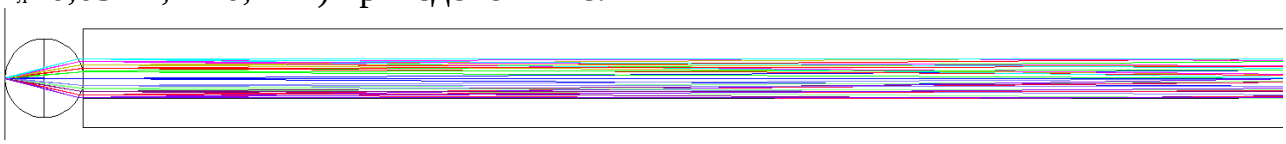
2d=0.03мм, φ_{max} =5^0, L=0.1мм

В качестве примера для 2d=0,02мм при угле ввода 10^0 лучи выходят из ядра.

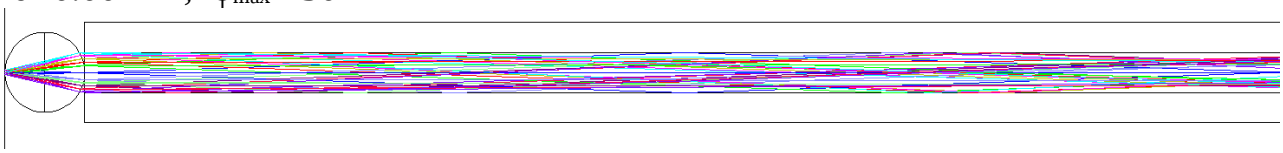


д=0.02мм, φ_{max} =10^0, Л=0.1мм

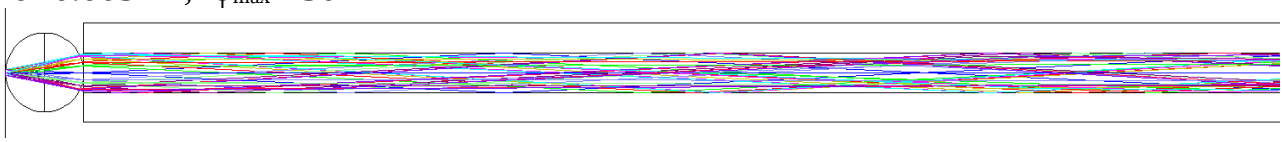
Моделирование хода лучей в системе ввода на основе светодиода с двойной гетероструктурой с самоустанавливающейся сферической линзой (n=2, $R_л$=0,05мм, L=0,1мм) приведено ниже.



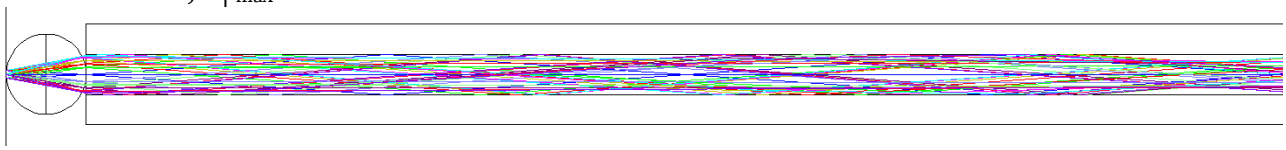
2d=0.001мм, φ_{max} =30^0



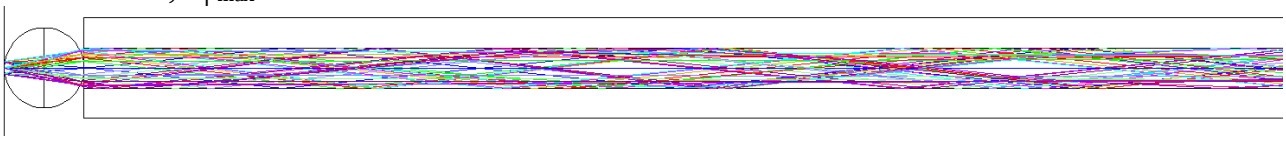
2d=0.005мм, φ_{max} =30^0



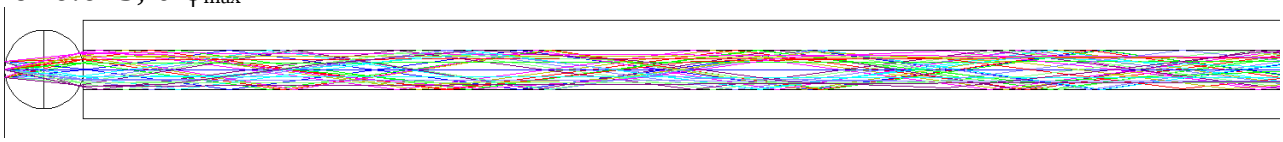
2d=0.007мм, φ_{max} =27^0



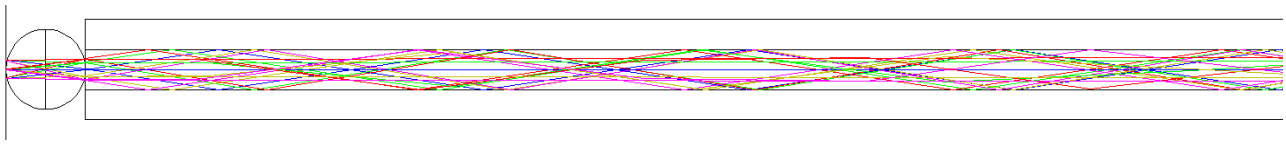
2d=0.01мм, φ_{max} =27^0



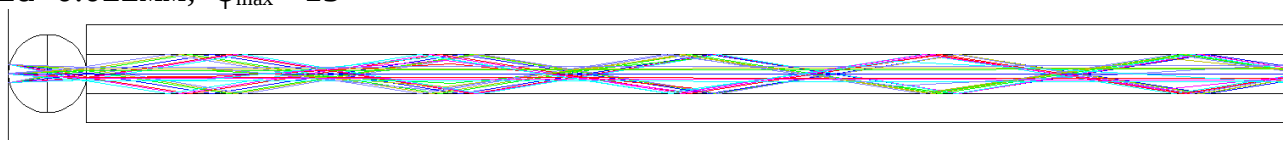
2d=0.015, θ φ_{max} =27



2d=0.02мм, φ_{max} =25^0



2d=0.022мм, φ_{max} =15^0



2d=0.023мм, φ_{max} =10^0

На рис.1.1.5 представлена зависимость максимального угла входа в ОВ от диаметра активной области.

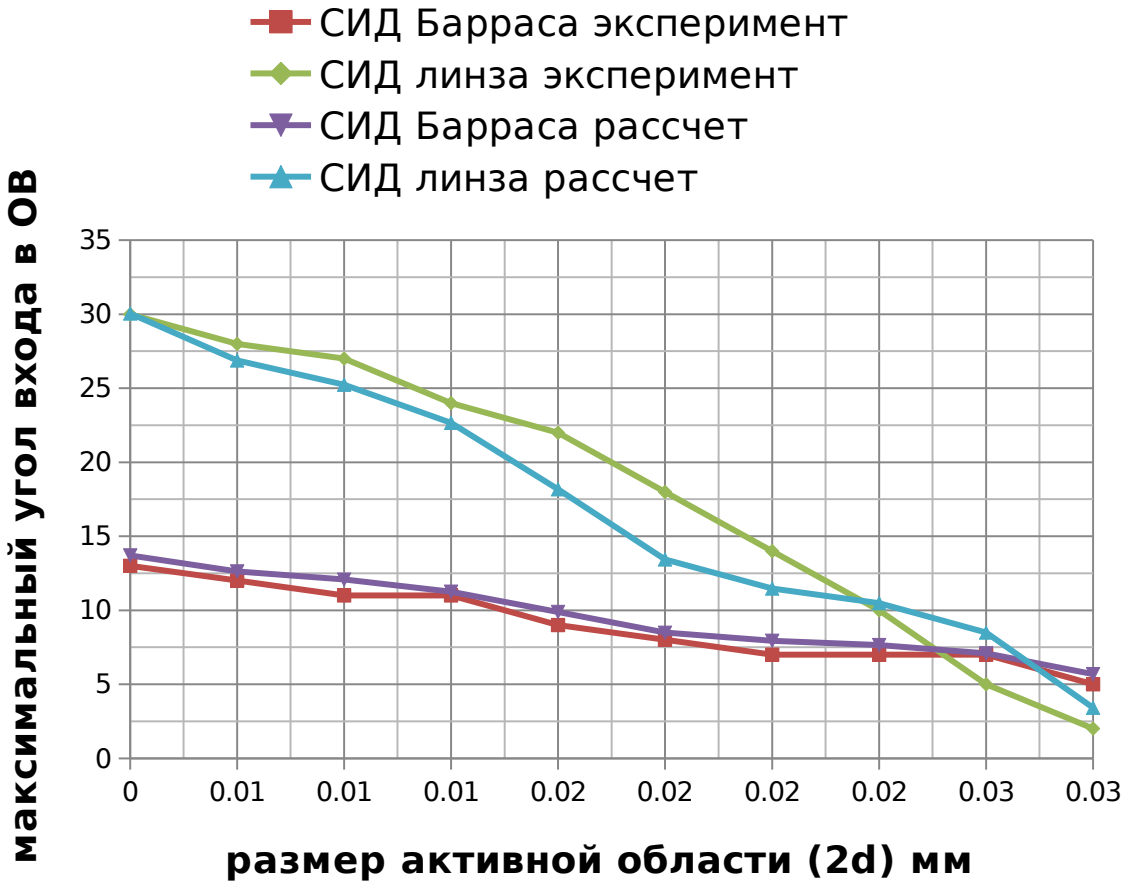


Рис.1.1.5. Влияние величины активной области на максимальный угол входа в ОВ

Из рис.1.1.5 видно, что максимальный угол входа в ОВ уменьшается с ростом величины активной области. Для описания уменьшения максимального угла входа в ОВ от размера активной области предложена формула.

$$\varphi_{max} \approx 57\, arctg\left(\delta\left(\theta_0 - \frac{d}{L}\right)\right) \quad (1.1.3)$$

где: d – полудлина активной области;

L – расстояние от активной области СИД до ядра ОВ;

θ_0 – числовая апертура ОВ;

$\delta = \varphi_{0\,сист} / \varphi_0$ – коэффициент эффективности системы входа ($\varphi_{0\,сист}$ - максимальный угол с системой, φ_0 – без системы).

Объединяя результаты, представленные на тис. 1.1.4 и рис.1.1.5, мы получаем зависимость относительного эффективного светового потока входящего в ядро ОВ от размеров активной области СИД. Результат представлен на рис. 1.1.6. Из рис.1.1.6 видно, что при использовании линзы в качестве концентратора лучей входящих в ОВ (ЭЛ) **эффективность системы быстро падает с ростом размера активной области.** Причем падает значительно быстрее, чем без наличия концентратора (ЭБ).

Рис.1.1.6. Зависимость относительного эффективного светового потока входящего в ядро ОВ от размеров активной области СИД

С учетом большой эффективности использования концентраторов лучей и отрицательного влияния размеров активной области предлагаем в качестве концентратора использовать сегментарное параболическое зеркало, которое как раз вписывается в требования к концентраторам:

1. Малая величина активной области.
2. Большая концентрирующая способность.

В качестве сравнения ниже приведены запатентованные конструкции, которые могут служить прототипами предлагаемого устройства:

В [5] описана конструкция ОЭ, имеющего три рабочие поверхности (a, b, c) сложной асферической формы (рис.1.1.7). Особенностью конструкции является то, что отражение от поверхности b осуществляется

либо на зеркальном, либо на прозрачном участке за счет полного внутреннего отражения.

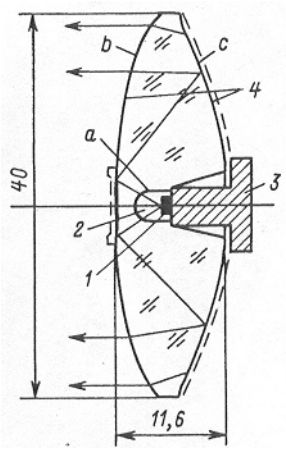


Рис 1.1.7.Оптический элемент с асферическими рабочими поверхностями [5]

Там же рассмотрена конструкция ОЭ со сферической (a), эллиптической (b), параболической (c) и плоской (d) поверхностями (рис. 1.1.8).

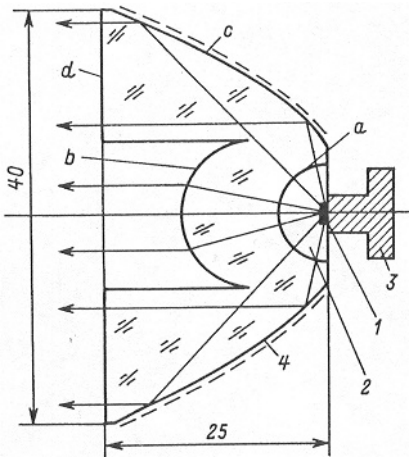


Рис 1.1.8. Оптический элемент со сферической (a), эллиптической (b), параболической (c) и плоской (d) поверхностями [5]

На рис. 1.1.9 показана конструкция [6] ОЭ с поверхностями в виде сферы (a), параболы (b), w-образного аксикона (c) и плоскости (d).

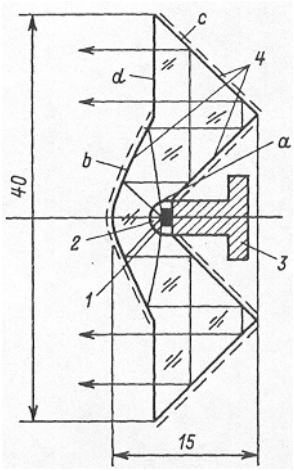


Рис 1.1.9. Оптический элемент со сферической (a), параболической (b), w-образной (c) и плоской (d) поверхностями [6]

На всех рисунках 7-9 обозначены:

1 – излучающий кристалл

2 – полость с иммерсионной средой

3 – теплосъёмник

4 – зеркализованные участки

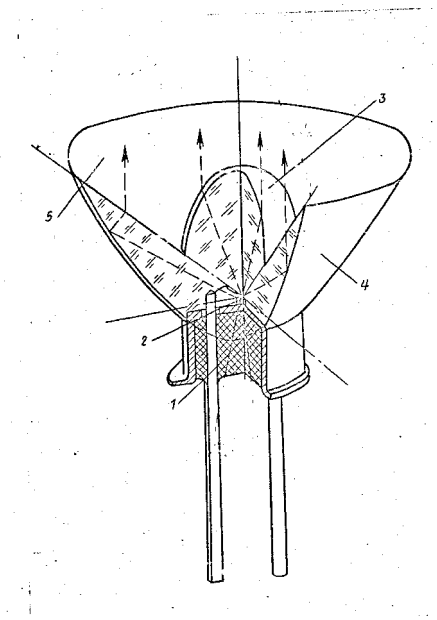


Рис. 1.1.10 Конструкция СИД с узкой КСС [6]

1 – Ножки с выводами

2 – Тело свечения

3 – Часть поверхности, близкой к эллиптической

4 – Часть поверхности, близкой к параболической

5 – Часть поверхности, близкой к конической

С целью проверки работоспособности предложенного устройства была создана компьютерная модель системы ввода на основе сегментарного параболического зеркала. Принципиальная схема предлагаемого концентратора и ход лучей в нем показан на рис. 1.1.11.

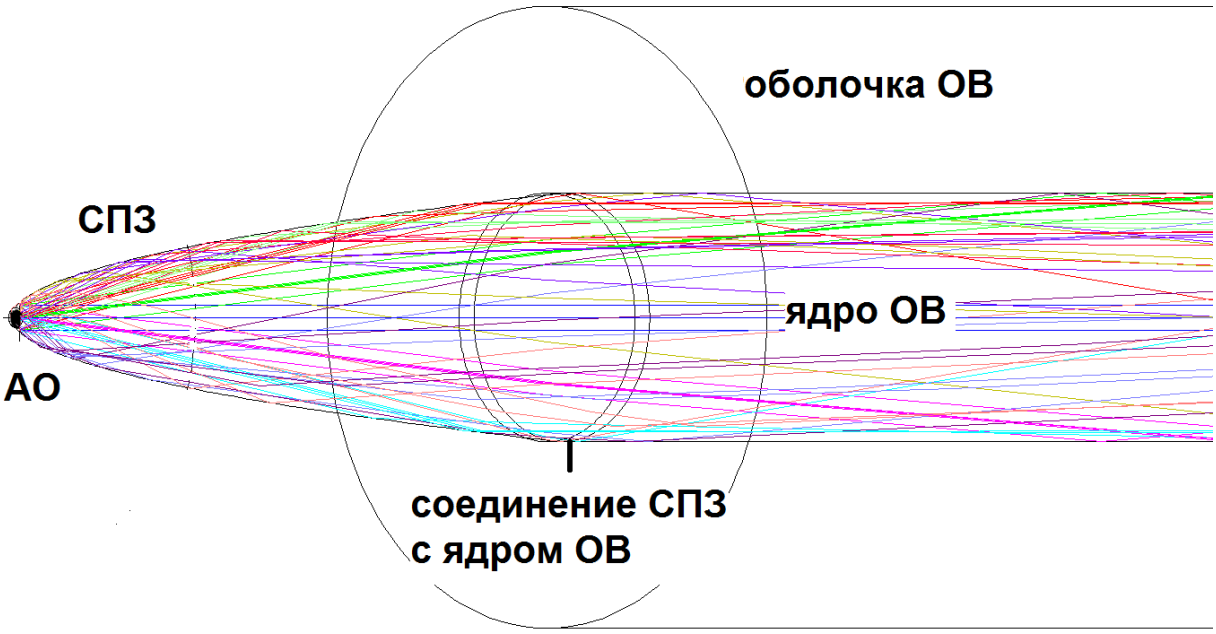
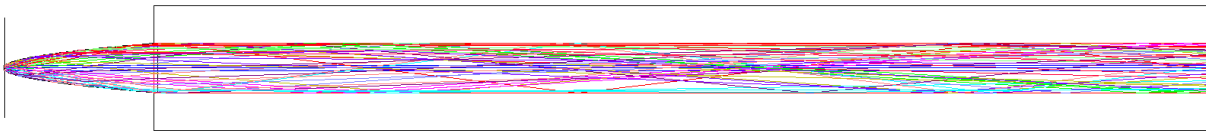


Рис.1.1.11. Принципиальная схема предлагаемого концентратора
и ход лучей в нем:
АО – активная область 2d = 0,005мм;
СПЗ – сегментарное параболическое зеркало
$R_п$ = 0,005мм, L = 0,14мм

Модель создана для ОВ параметра которого указаны в Табл.1.1.1. Малый диаметр ядра ОВ жестко ограничивает геометрические размеры концентратора. Ниже приведено моделирование хода лучей в ОВ с использованием предлагаемого концентратора.



$\varphi=80^0$

Моделирование показало, что при использовании предлагаемой модели концентратора максимальный угол входа в ядро ОВ составляет 80^0.

Исходя из данных представленных на рис. 1.1.4 следует, что **при использовании предлагаемой модели системы ввода относительный эффективный световой поток, входящий в ядро ОВ составляет**

порядка 95%. Это в два раза выше эффективности линзового концентратора при той же величине активной области.

Практическая реализация изготовления сегментарного параболического зеркала может быть выполнена двояко:

1. На основе модификации СИД Барраса заменой конуса на указанные выше размеры сегментарного параболического зеркала.

2. Создание сегментарного параболического зеркала на основе ядра ОВ рис. 8 с напылением отражающего состава.

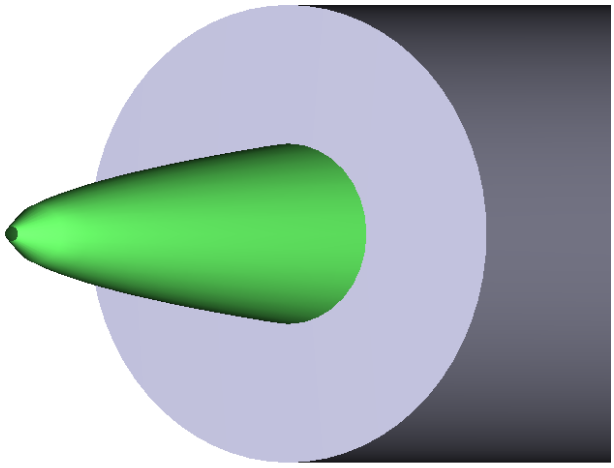


Рис.1.1.12. Сегментарное параболическое зеркало на основе ядра ОВ

Оба эти способа особенно эффективны при достаточной мощности активной области.

2.2. Влияние системы ввода излучения в ОВ на характеристики модового пятна в многомодовом волокне

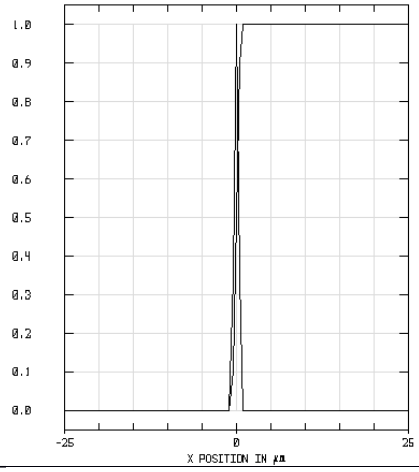
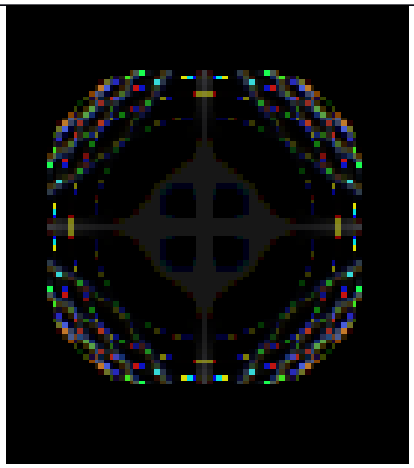
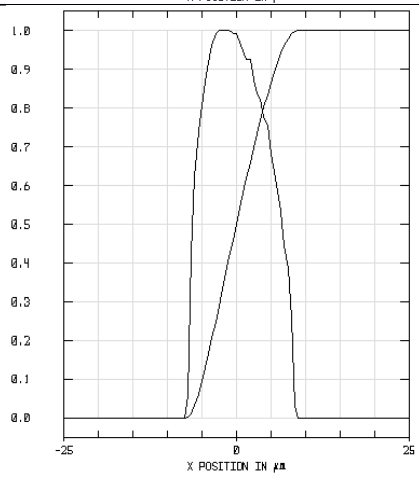
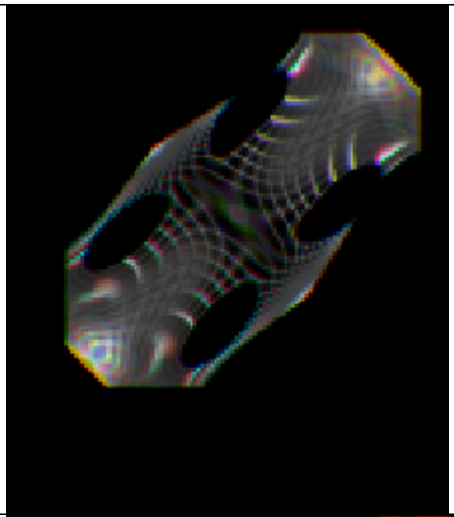
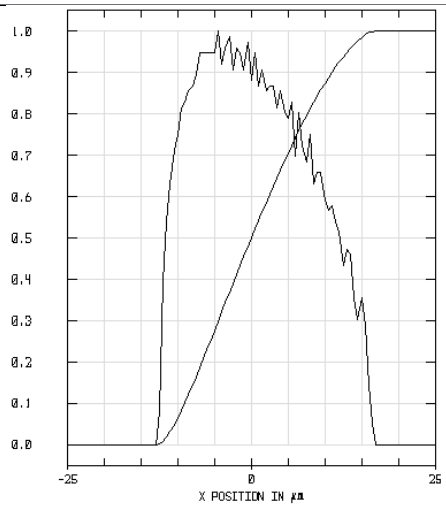
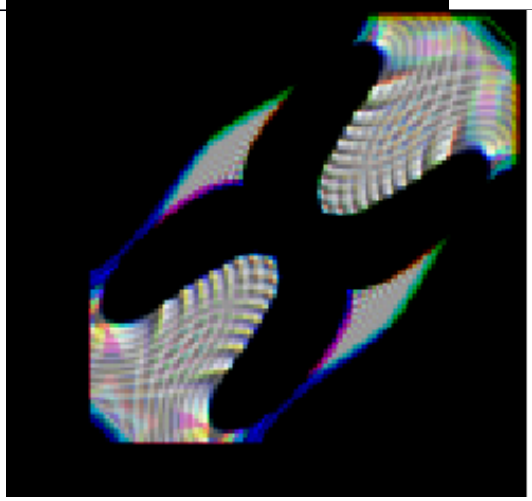
Понятие моды как одной из возможных траекторий движения луча в ОВ, приводит к понятию «модовое пятно», как область на выходе из ОВ характеризующаяся для каждой моды распределением энергии и оптическими свойствами. Понятие модовое пятно нашло наиболее широкое применение для одномодовых волокон [4] поскольку приналичии одной, но определяющей моды естественно вызывает большой интерес к распределению энергии и структуре модового пятна. Кроме этого, в одномодовом ОВ значительно проще исследовать структуру модового пятна.

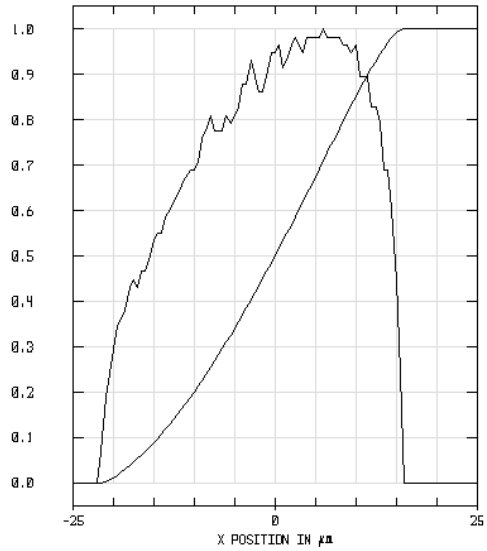
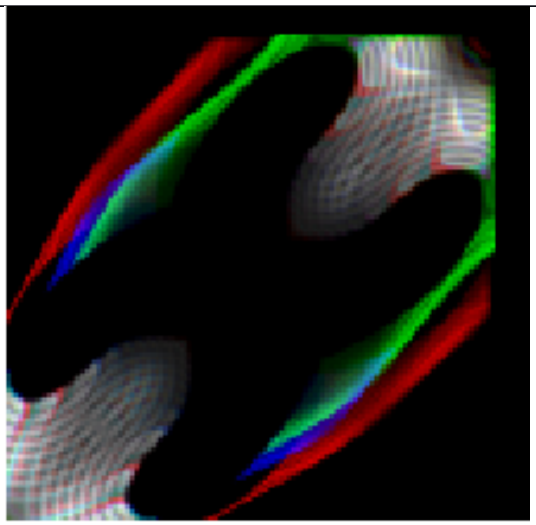
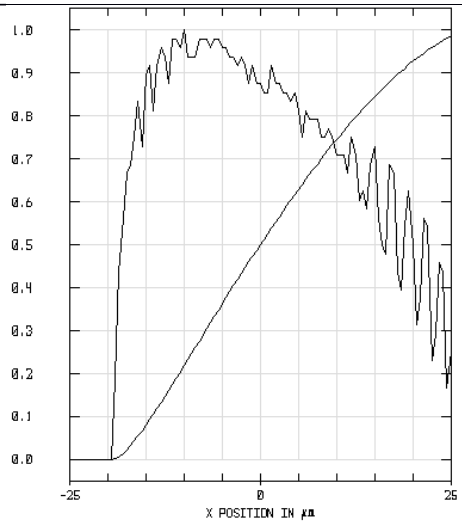
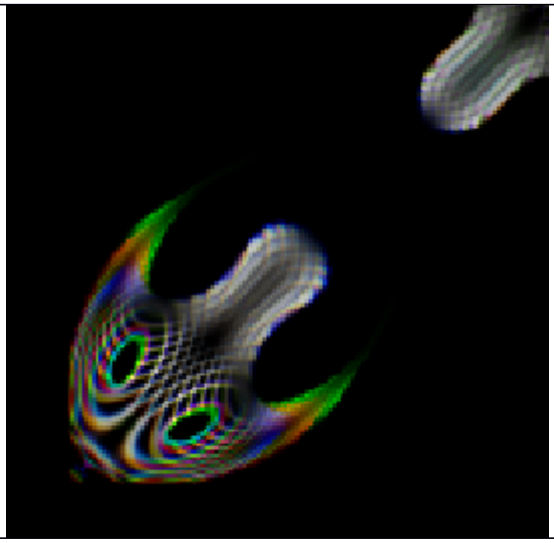
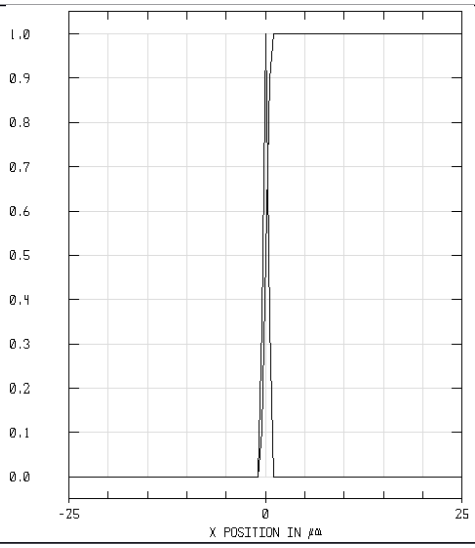
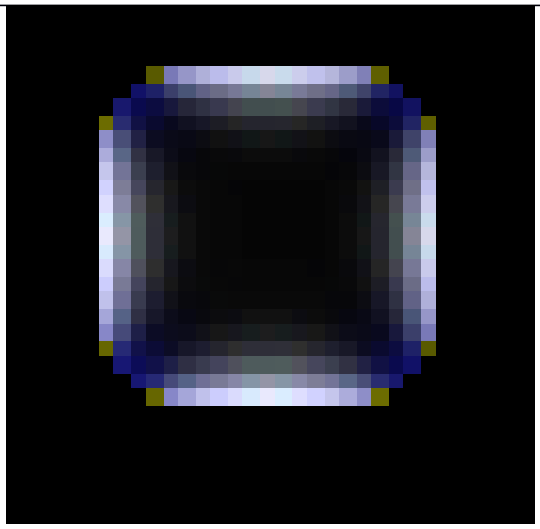
В даной работе проведен компьютерный анализ влияния системы ввода на характеристики модового поля для многомодовых волокон.

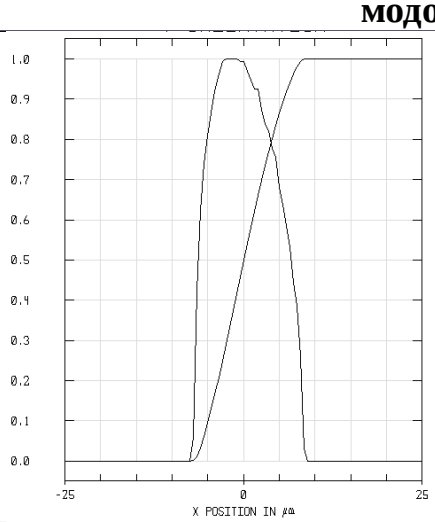
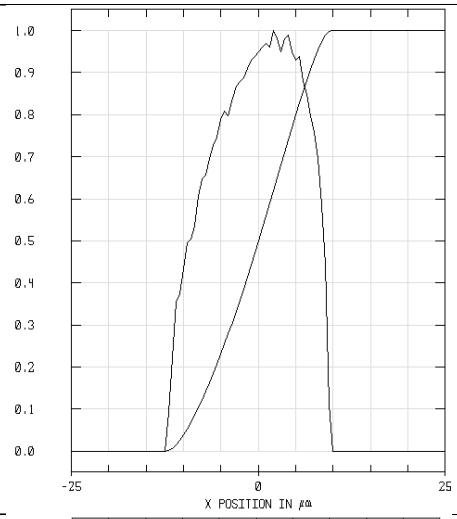
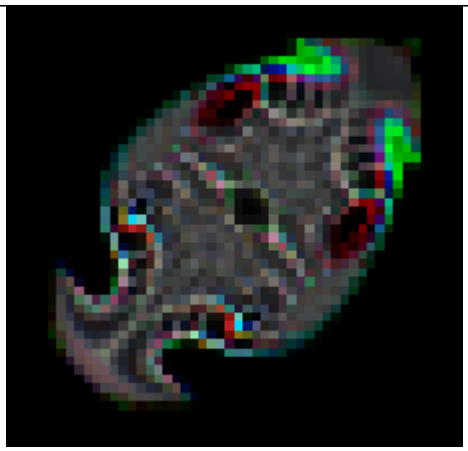
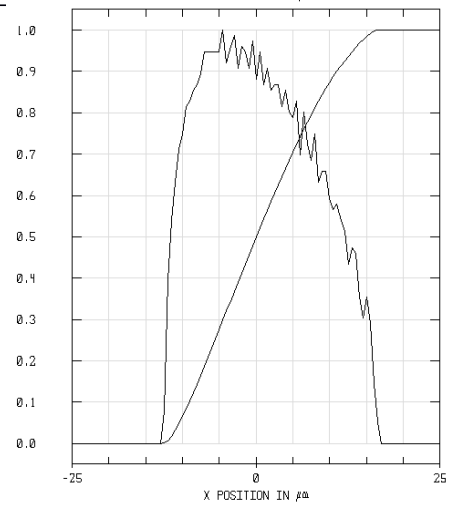
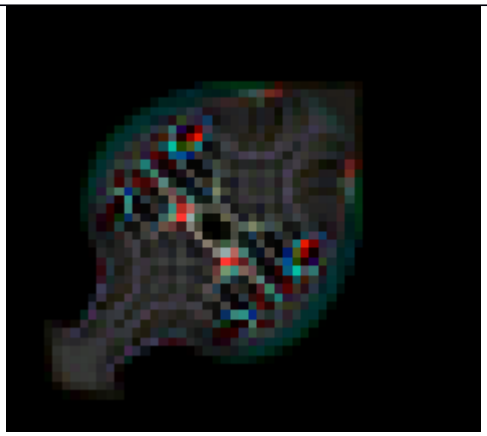
Возможные траектории распространения луча (моды) в ОВ задавались углом входа луча в систему ввода излучения в ОВ (сферическая линза, сегментарное параболическое зеркало). Угол ввода в ОВ естественно определяется числовой апертурой данного волокна и как показали расчеты сделанные в 1.1 (выражение 1.1.3) размерами активной области СИД. В Табл. 2.1-2.3 продемонстрировано, как разные системы ввода излучения в ОВ влияют на распределение энергии в модовом пятне и вид модового пятна на экране.

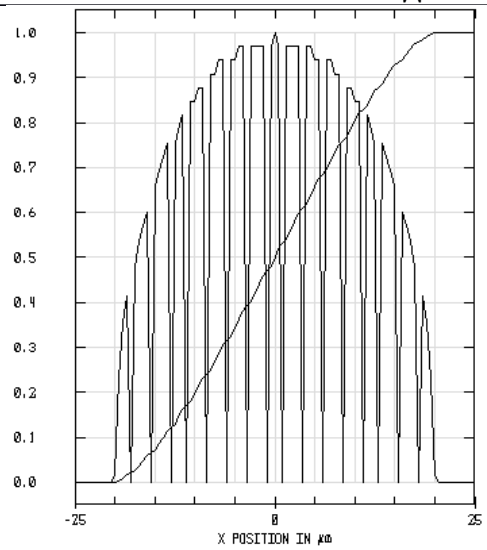
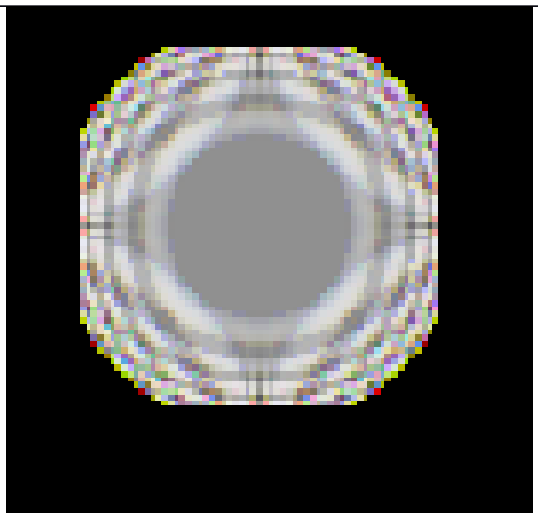
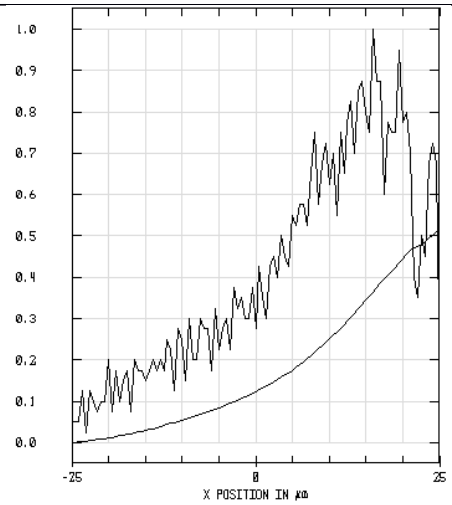
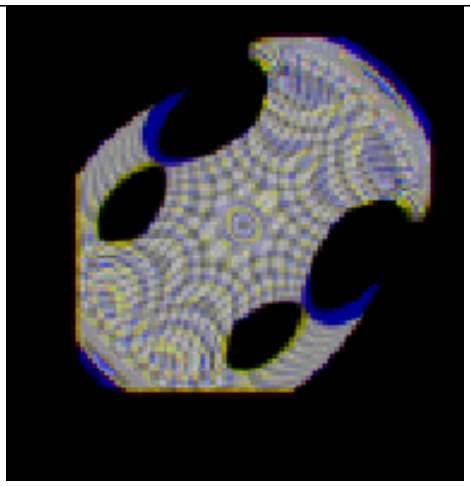
Таблица 2.1

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
1. СИД Барраса		
2d=0,001мм		
Угол входа моды в ОВ (град)	Распределение энергии в модовом пятне	Изображение модового пятна на экране

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
0		
5		
7		

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
8		
9		
2d=0,01мм		
0		

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
5		
6		
7		
2d=0,04мм		

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
0		
5		

Проанализируем полученные результаты.

1. СИД Барраса:

В СИД Барраса излучение попадает в ОВ напосредственно от активной области, поэтому максимальный угол входа в ОВ не может превышать угла соответствующего числовой апертуре ОВ, что в нашем случае составляет порядва 0,2. Соответствующий этой апертуре максимальный угол входа 10-11^0. При размере активной области 2d=0,001мм (т.е. практически точечный источник) полученный в компьютерной модели угол тоже порядка 10^0.

1.1. При 2d=0,001мм (т.е. практически точечный источник) мода с углом входа 0^0 локализована в центре ОВ в области порядка нескольких микрон. Структура моды однородна, что вместе с вышесказанным говорит о высоком «качестве» этой моды.

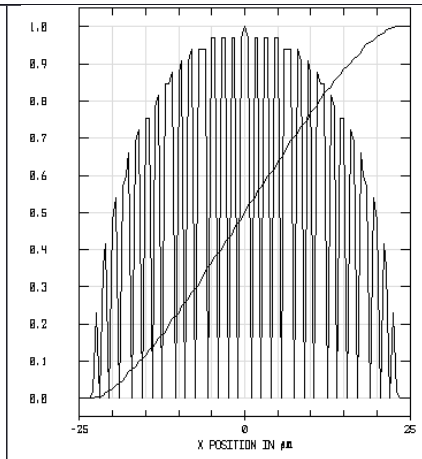
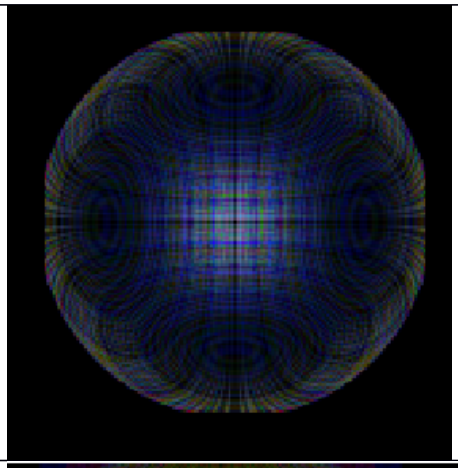
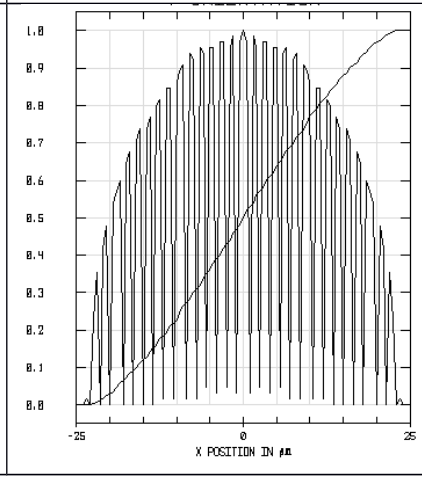
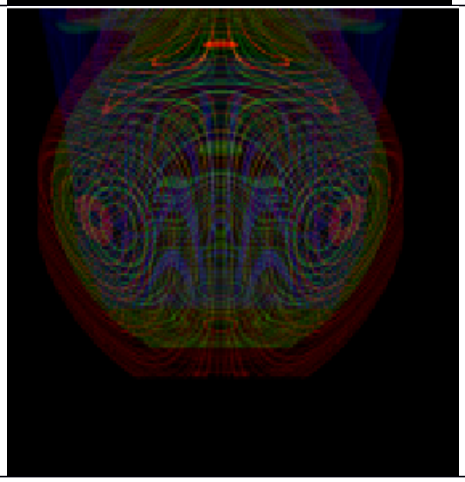
1.2. При 2d=0,001мм (т.е. практически точечный источник) все моды с большими углами входа становятся все более размытыми по ядру ОВ.

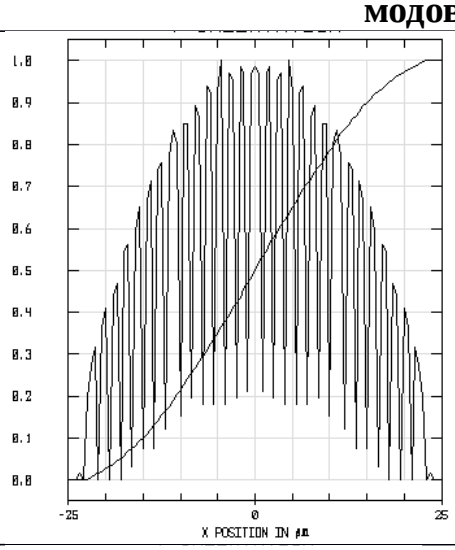
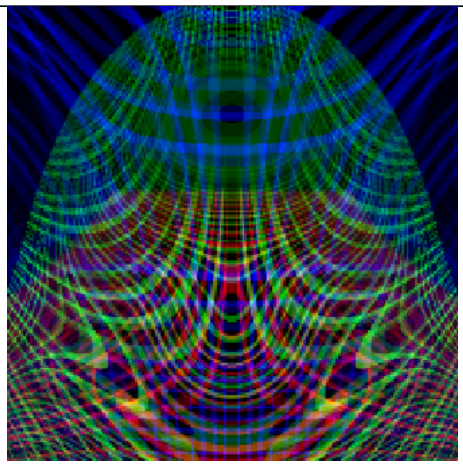
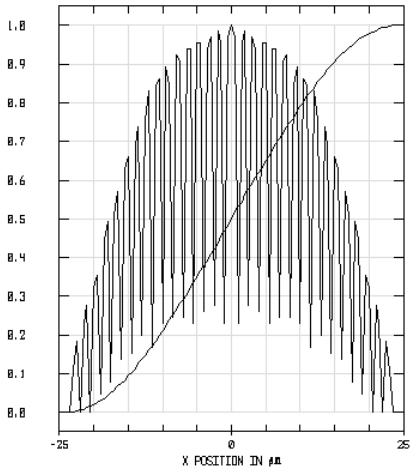
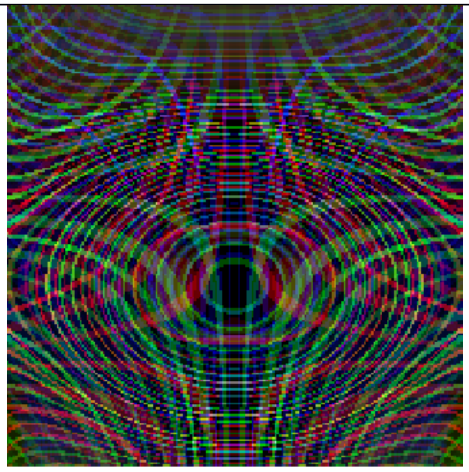
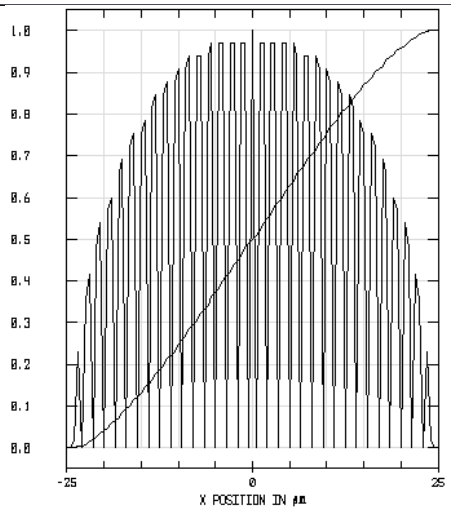
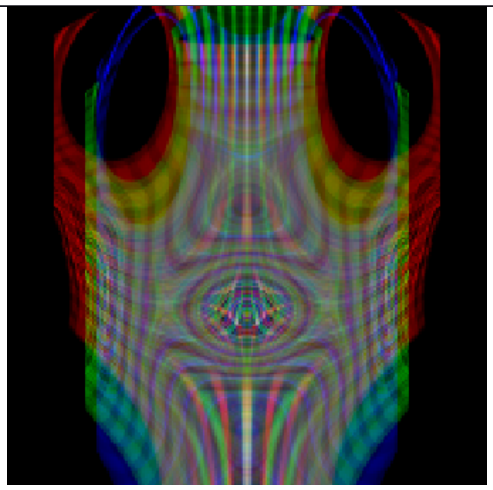
Структура моды быстро ухудшается, а при угле входа 9^0 модовое пятно незначительно выходит за пределы ядра ОВ.

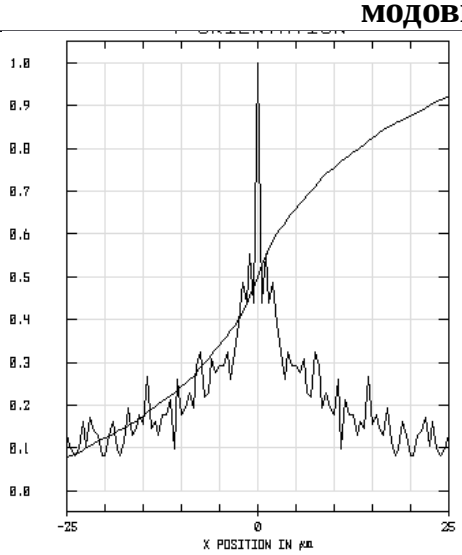
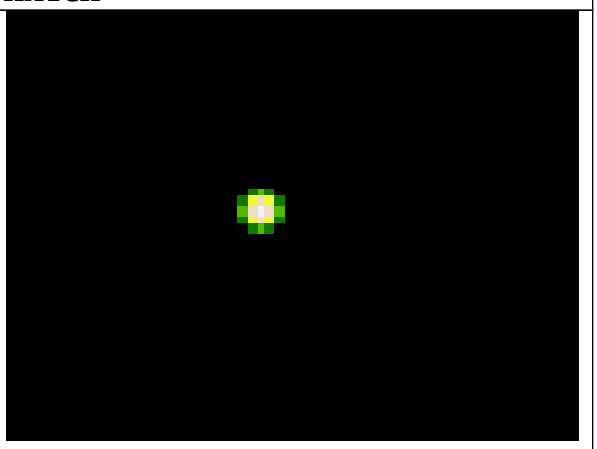
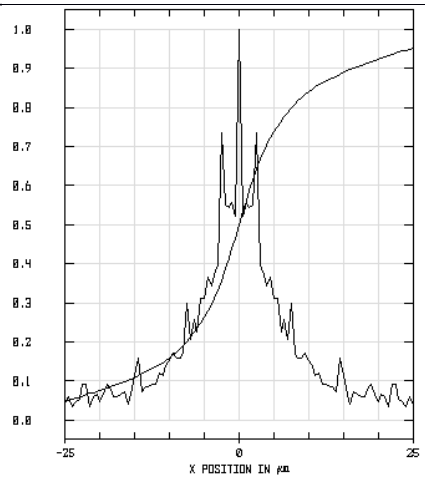
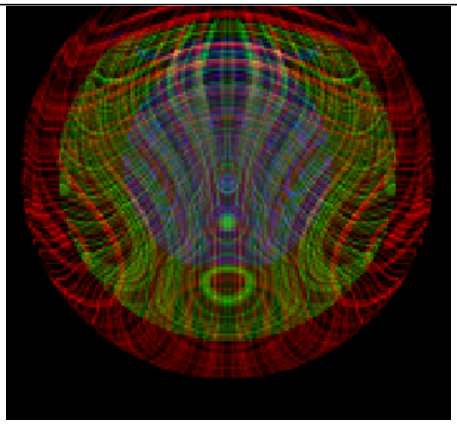
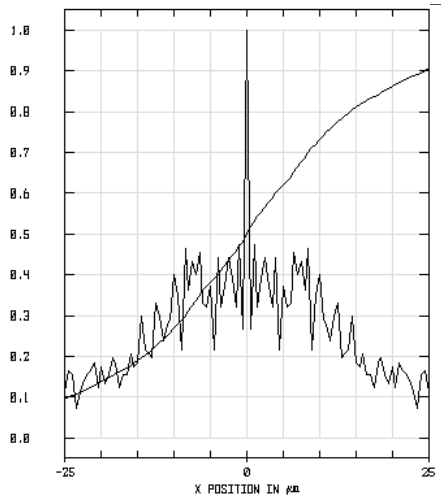
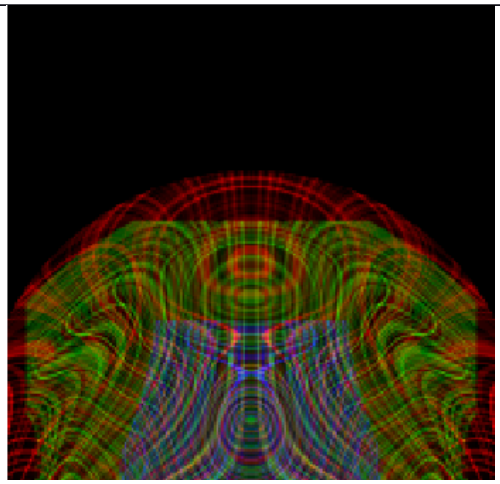
1.3. При 2d=0,01мм максимальный угол входа в ядро ОВ не превышает 7^0 и если нулевая мода все также высоко локализована вблизи центра ядра ОВ, то ухудшение качества модового пятна происходит очень быстро.

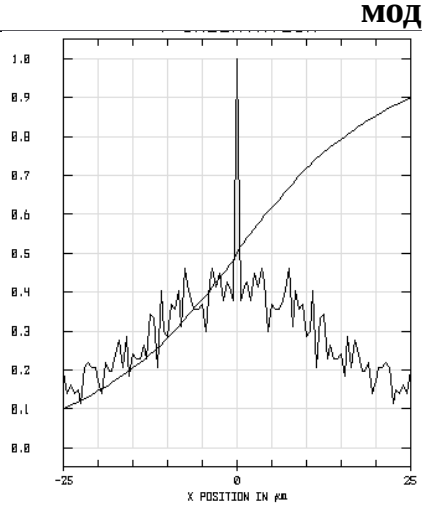
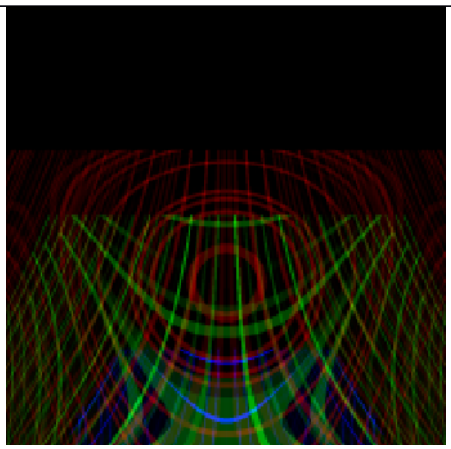
1.4. При стандартном размере активной области для СИД Барраса 2d=0,04мм нулевая мода занимает все ядро ОВ и неплохого качества по однородности освещенности. А вот уже при угле входа 5^0 половина модового пятна расположена за пределами ядра ОВ.

Таблица 2.2

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
2. СИД с фокусирующей линзой (n=2, $R_л$=0,05мм)		
2d=0,001мм		
0		
5		

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
10		
20		
30		
2d=0,01мм		

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
0		
5		
10		

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
15		

Проанализируем полученные результаты.

2. Сферическая линза (n=2, $R_л$=0,05мм):

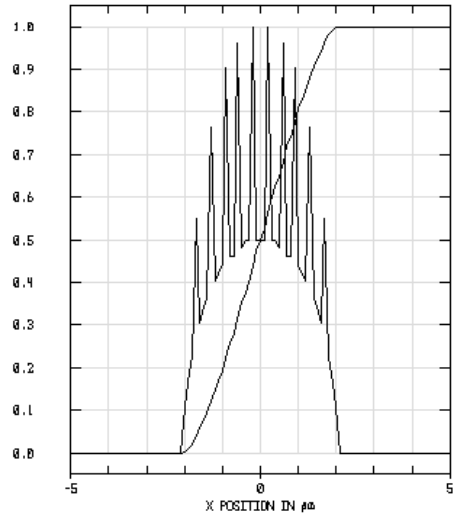
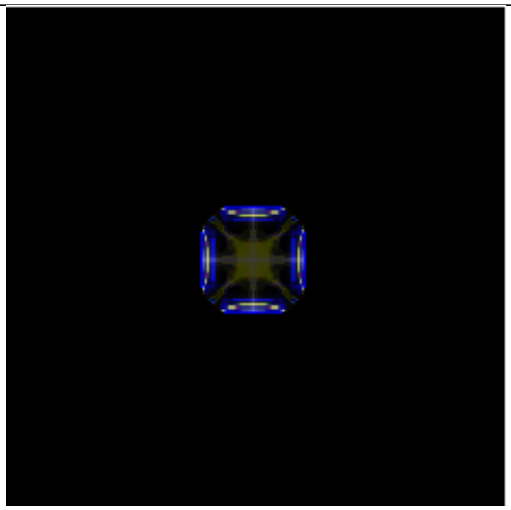
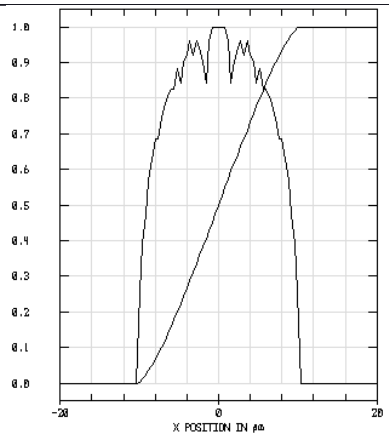
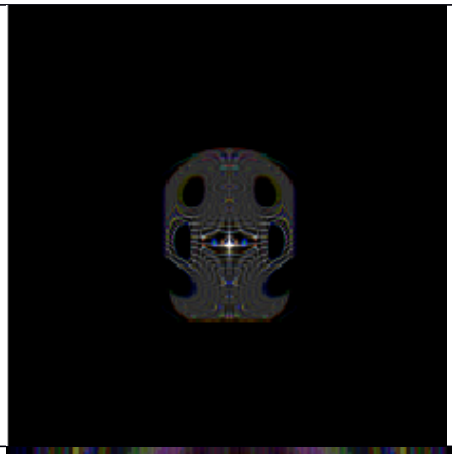
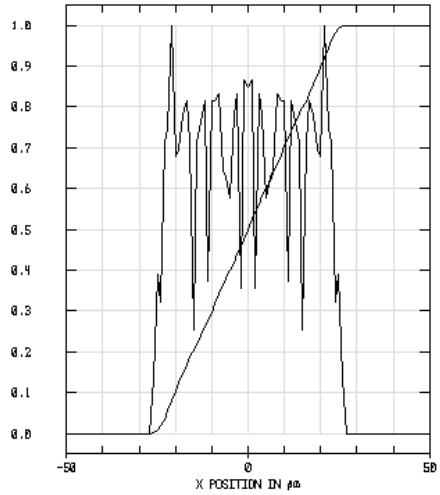
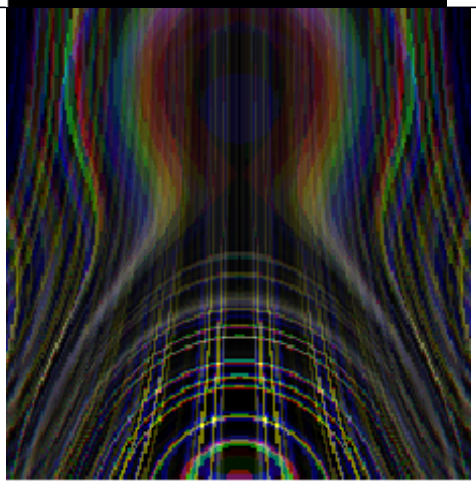
2.1. Размер сферической линзы подбирался так, чтобы достигнуть максимального угла входа в систему ввода излучения в ядро ОВ и дальнейшего распространения по ядру ОВ. Таким образом получилось что активная область расположена в фокусе линзы.

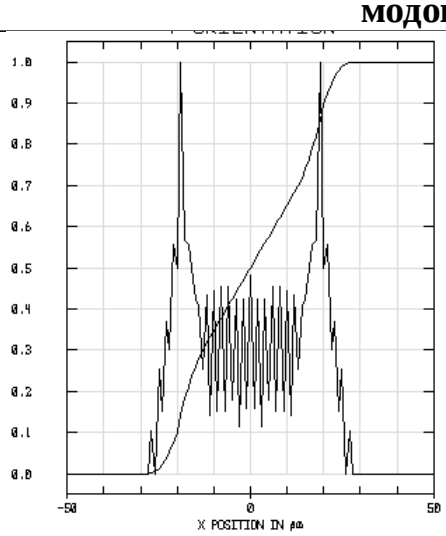
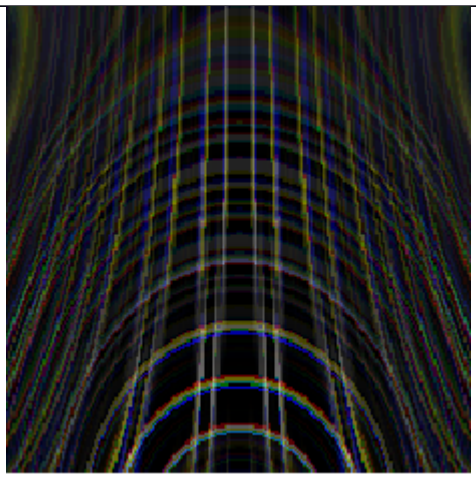
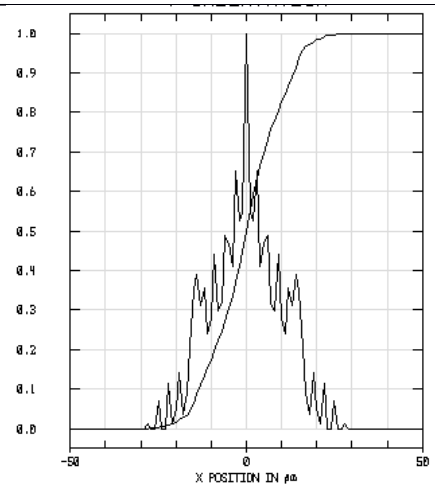
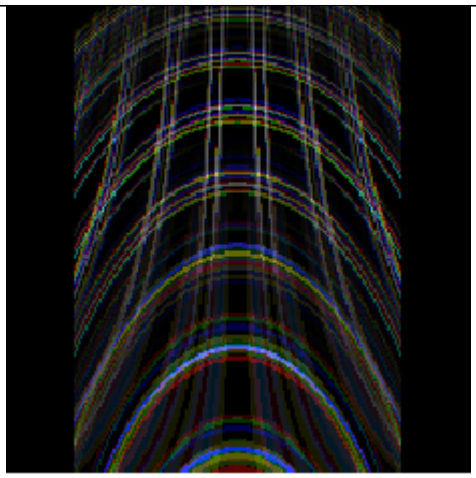
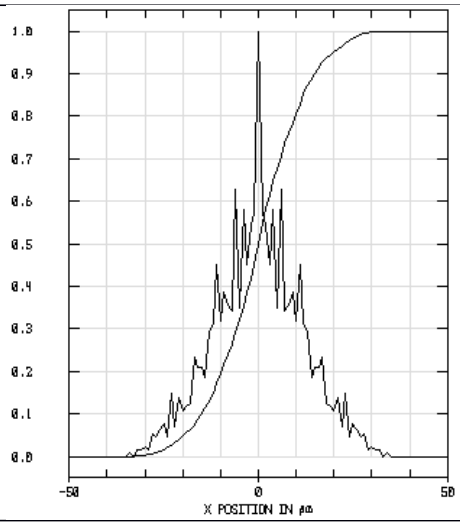
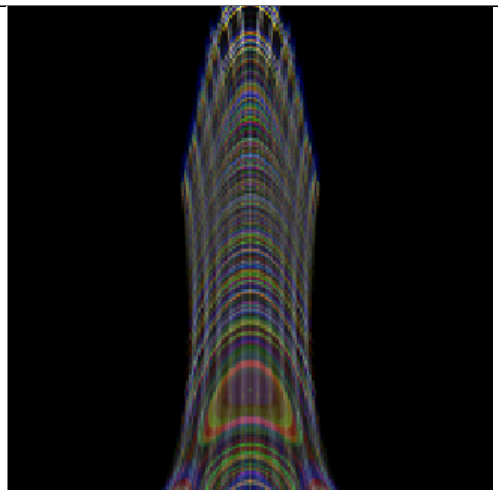
2.2. При 2d=0,001мм (т.е. практически точечный источник) все моды вплоть до максимального угла входа в систему 30^0 идут после линзы параллельно главной оптической оси системы и поэтому для всех углов наблюдается полное заполнение модовым пятном ядра ОВ. Структура модового пятна с ростом угла входа постепенно ухудшаетя но остается даже для 30^0 лучше чем в системе Барраса.

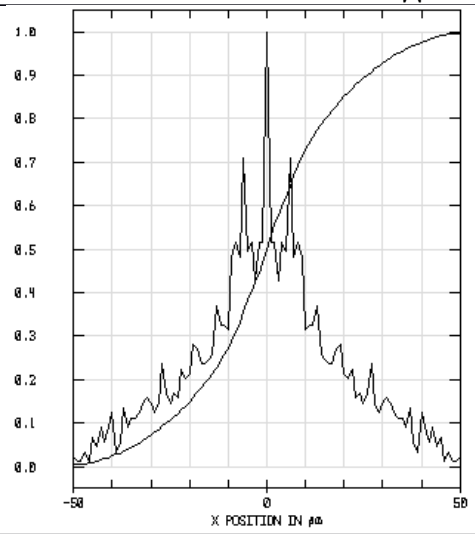
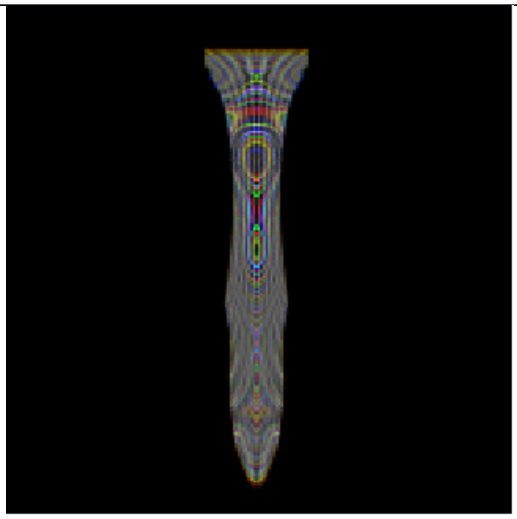
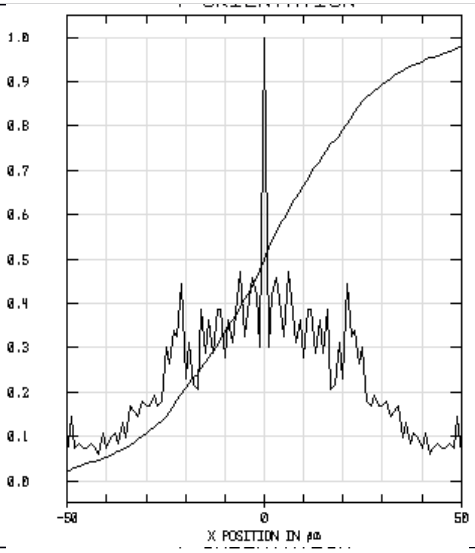
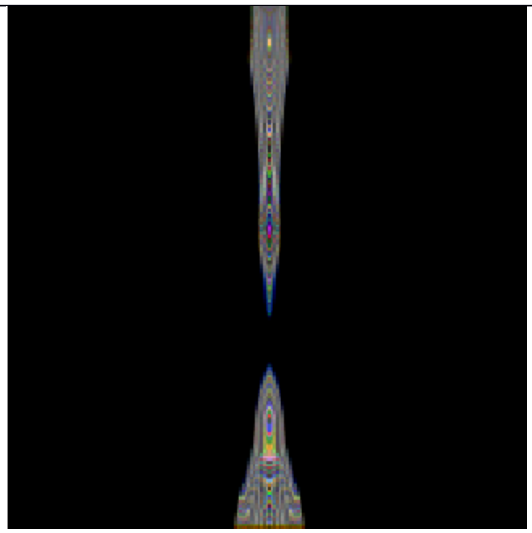
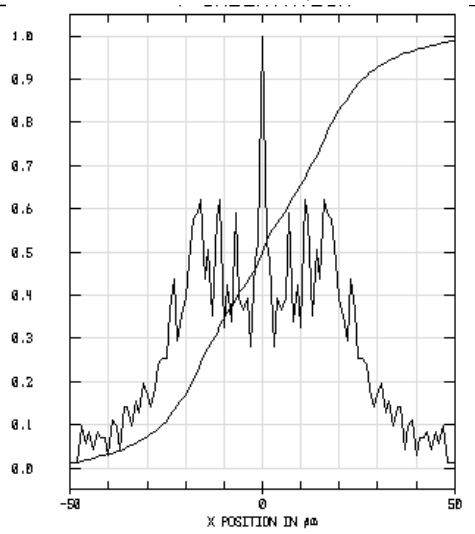
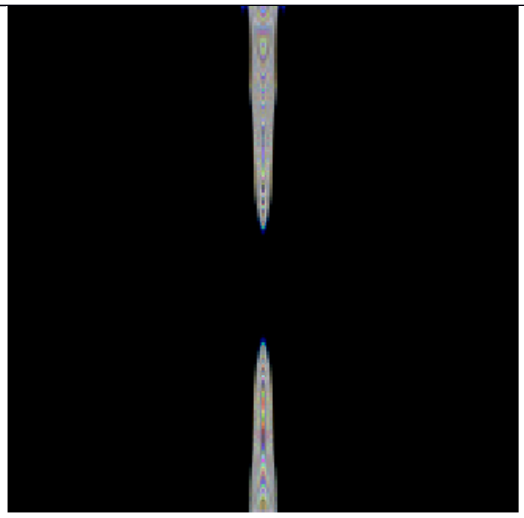
2.3. С увеличением размера активной области ее влияние на максимальный угол входа в систему усиливается быстрее, чем СИД Барраса. При 2d=0,01мм максимальный угол входа в систему составляет порядка 15^0. Из-за протяженной активной области фокусировка оптической системы смещается к центру ядра ОВ. Это приводит к тому, что концентрация энергии в модовом пятне усиливается к центре ядра ОВ. Структура модового тятна локализируется вблизи центра.

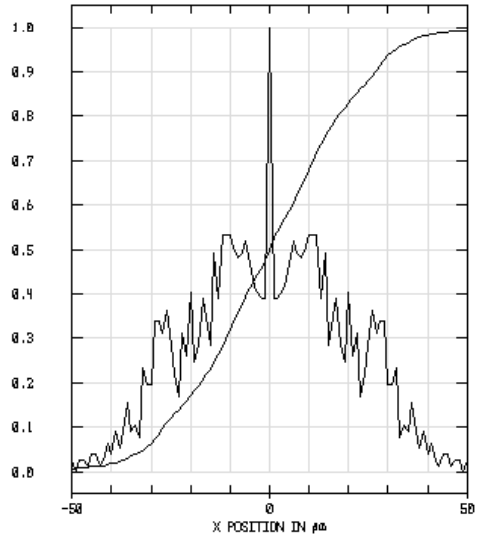
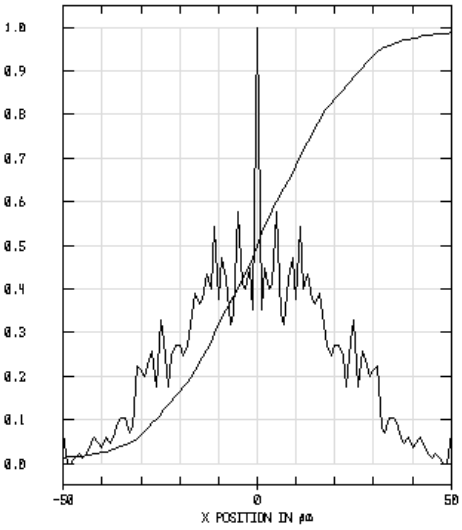
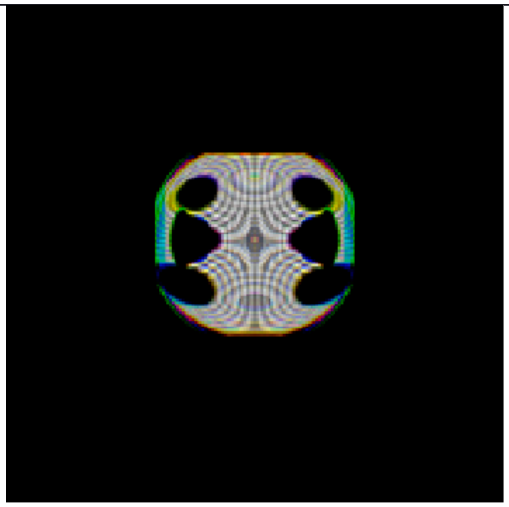
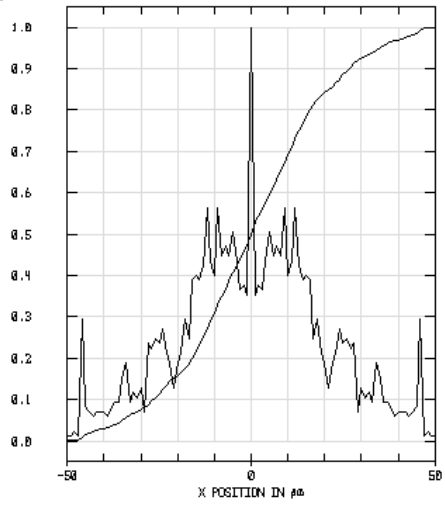
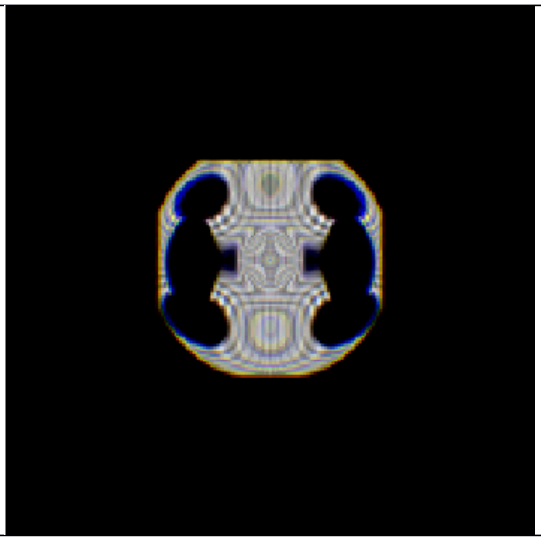
Таблица 2.3.

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен
3. Сегментарное параболическое зеркало
2d=0,005мм

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
0		
5		
10		

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
12		
15		
20		

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
30		
40		
50		

Распределение энергии и изображение на экране модовых пятен		
60		
70		
80		

Проанализируем полученные результаты.

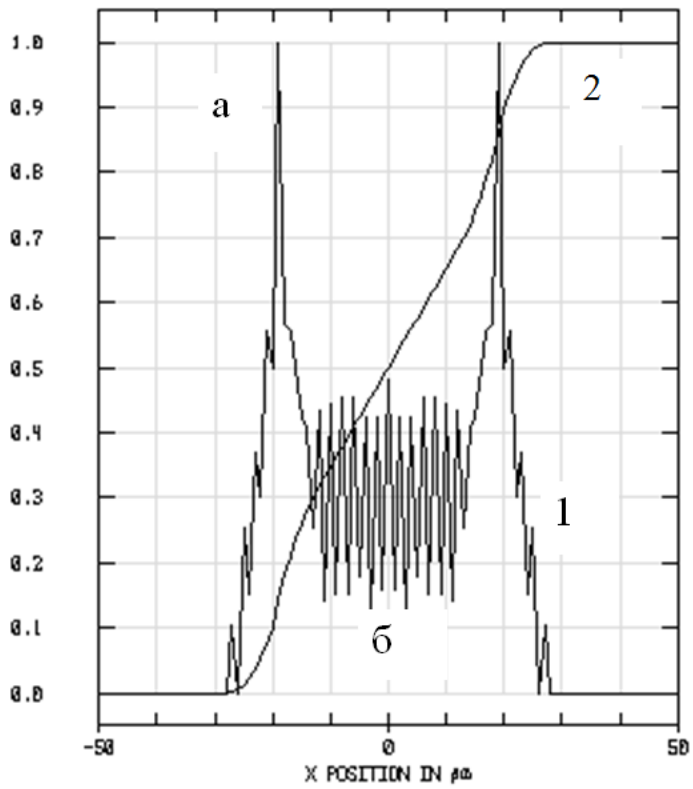


Рис. 2.1.1. Распределение энергии в модовом пятне (1), суммарная энергия заключенная в интервале от начала модового пятна до точки наблюдения (2)

3. Сегментарное параболическое зеркало (рис.2.1.11: R=0,005мм, минмальный угол входа в ядро ОВ равен апертурному углу ядра ОВ $\varphi_{мин}=12^0$, активная область в фокусе зеркала:

3.1. Из полученных данных видно,что при углах входа в ядро ОВ меньше **$\varphi_{мин}=12^0$, система ведет себя как СИД Барраса**, т.е. сегментарное параболическое зеркало не задействовано.

3.2. **При углах входа близких к апертурному углу 10-12^0 наблюдается суперпозиция: распространение вдоль границы ядра ОВ за счет действия сегментарного параболического зеркала и проникновение в ядро напоминающее систему Барраса.** Особенно ярко это видно при угле входа 12^0. Данное распределение приведено на рис. 2.1.1. Из рис. 2.1.1 видно, что в области (а) по границе ядра ОВ (радиус ядра ОВ равен 25мкм) проходит большая часть энергии и лиш небльшая доля проходит по ядру (область (б)).

3.3. При углах в хода от 15-80^0 наблюдается четкая работа сегментарного параболического зеркала. Вид распределения энергии в модовом пятне паразительно схож для всех углов в указанном широм интервале. Картина модовых пятен также схожа.

Выводы:

1. Относительный эффективный световой поток в значительной степени определяется максимальным углом входа в ядро ОВ.

2. Эффективность системы ввода лучей в ОВ быстро падает с ростом размера активной области.

3. При использовании предлагаемой модели системы ввода с помощью сегментарного параболического зеркала относительный эффективный световой поток, входящий в ядро ОВ составляет порядка 95%. Это в два раза выше эффективности линзового концентратора при той же величине активной области.

4. Проведено компьютерное моделирование распределения энергии и модовой структуры для СИД Барраса, сферической линзы и предлагаемой системы ввода излучения на основе сегментарного параболического зеркала.

Установлено:

СИД Барраса:

В СИД Барраса излучение попадает в ОВ напосредственно от активной области, поэтому максимальный угол входа в ОВ не может превышать угла соответствующего числовой апертуре ОВ, что в нашем случае составляет порядва 0,2. Соответствующий этой апертуре максимальный угол входа 10-11^0. При размере активной области 2d=0,001мм (т.е. практически точечный источник) полученный в компьютерной модели угол тоже порядка 10^0.

1.1. При 2d=0,001мм (т.е. практически точечный источник) мода с углом входа 0^0 локализована в центре ОВ в области порядка нескольких микрон. Структура моды однородна, что вместе с вышесказанным говорит о высоком «качестве» этой моды.

1.2. При 2d=0,001мм (т.е. практически точечный источник) все моды с большими углами входа становятся все более размытыми по ядру ОВ. Структура моды быстро ухудшается, а при угле входа 9^0 модовое пятно незначительно выходит за пределы ядра ОВ.

1.3. При 2d=0,01мм максимальный угол входа в ядро ОВ не превышает 7^0 и если нулевая мода все также высоко локализована вблизи центра ядра ОВ, то ухудшение качества модового пятна происходит очень быстро.

1.4. При стандартном размере активной области для СИД Барраса 2d=0,04мм нулевая мода занимает все ядро ОВ и неплохого качества по однородности освещенности. А вот уже при угле входа 5^0 половина модового пятна расположена за пределами ядра ОВ.

2. Сферическая линза (n=2, $R_л$=0,05мм):

2.1. Размер сферической линзы подбирался так, чтобы достигнуть максимального угла входа в систему ввода излучения в ядро ОВ и дальнейшего распространения по ядру ОВ. Таким образом получилось что активная область расположена в фокусе линзы.

2.2. При 2d=0,001мм (т.е. практически точечный источник) все моды вплоть до максимального угла входа в систему 30^0 идут после линзы параллельно главной оптической оси системы и поэтому для всех углов наблюдается полное заполнение модовым пятном ядра ОВ. Структура модового пятна с ростом угла входа постепенно ухудшаетя но остается даже для 30^0 лучше чем в системе Барраса.

2.3. С увеличением размера активной области ее влияние на максимальный угол входа в систему усиливается быстрее, чем СИД Барраса. При 2d=0,01мм максимальный угол входа в систему составляет порядка 15^0. Из-за протяженной активной области фокусировка оптической системы смещается к центру ядра ОВ. Это приводит к тому, что концентрация энергии в модовом пятне усиливается к центре ядра ОВ. Структура модового тятна локализируется вблизи центра.

3. Сегментарное параболическое зеркало (рис.2.1.11: R=0,005мм, минмальный угол входа в ядро ОВ равен апертурному углу ядра ОВ $\varphi_{мин}=12^0$, активная область в фокусе зеркала:

3.1. Из полученных данных видно,что при углах входа в ядро ОВ меньше **$\varphi_{мин}=12^0$, система ведет себя как СИД Барраса**, т.е. сегментарное параболическое зеркало не задействовано.

3.2. **При углах входа близких к апертурному углу 10-12^0 наблюдается суперпозиция: распространение вдоль границы ядра ОВ за счет действия сегментарного параболического зеркала и проникновение в ядро напоминающее систему Барраса.** Особенно ярко это видно при угле входа 12^0. Данное распределение приведено на рис. 2.1.1. Из рис. 2.1.1 видно, что в области (а) по границе ядра ОВ (радиус ядра ОВ равен 25мкм) проходит большая часть энергии и лиш небльшая доля проходит по ядру (область (б)).

3.3. При углах в хода от 15-80^0 наблюдается четкая работа сегментарного параболического зеркала. Вид распределения энергии в модовом пятне паразительно схож для всех углов в указанном широм интервале. Картина модовых пятен также схожа.

5. **Таким образом при наличии активной области с величиной порядка 5мкм становится очень выгодно использовать в качестве системы ввода излучения в ядро ОВ сегментарное параблическое зеркало эффективность которого при прочих равных условиях, как показано в главе 2.1, в два раза выше эффективности линзового концентратора при той же величине активной области.**

Литература:

1. Шуберт Ф. Светодиоды / Пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. — 2-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 496 с.

2. Глущенко А.Г., Головкина М.В. Физические основы волоконной оптики. Конспект лекций. – Самара.: ГОУВПО ПГУТИ, 2009. – 144 с.

3. Шуберт Ф. Светодиоды / Пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. — 2-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 496 с.

4. Гауэр Дж. Оптические системы связи: Пер. с англ.— М.: Радио и связь, 1989. — 504 с.

5. Лебедев О.А., Сабинин В.Е., Солк С.В. Полимерная оптика для светоизлучающих диодов // Светотехника. 2001. №5. С.18-19.

6. Коган Л.М., Гальчина Н.А., Рассохин И.Т., Сощин Н.П., Варешкин М.Г., Юнович А.Э. Спектры излучения осветителей белого свечения и осветители на их основе // Светотехника, 2005. № 1. С.15 - 17.

7. Косицкий В.М., Коган Л.М., Рассохин И.Т. Излучающий диод. А.С. СССР, №803772, 18.10.1979.- 5 с.