

## Исследование и разработка методов подавления центрального пика дифракционного распределения пучка лазерного излучения с кольцевым сечением

# 09, сентябрь 2011

автор: Барышников Н. В.

УДК 621.396.967.029.7

МГТУ им. Н.Э. Баумана

[baryshnikov@bmstu.ru](mailto:baryshnikov@bmstu.ru)

### *Введение*

Разработка систем автоюстировки (САЮ) приемо-передающих каналов высокоточных лазерных комплексов является актуальной задачей. Эти системы строятся на основе использования в функциональной схеме комплекса полунатурной модели его рабочего лазера – источника маркерного излучения [1, 2]. Как правило, в качестве маркерного источника используется маломощный лазер, работающий в видимом диапазоне спектра. Угловое положение оси пучка его излучения согласуется с высокой точностью с угловым положением оси пучка излучения рабочего лазера (РЛ). Далее, в приемо-передающих каналах комплекса пучок маркерного излучения является репером пространственного положения оси пучка излучения РЛ и используется для решения задач автоюстировки.

Пучки излучения маркера и РЛ должны последовательно проходить одни и те же оптические компоненты оптико-механического тракта, распространяясь в непосредственной близости друг от друга. Если сечение пучка излучения РЛ имеет форму кольца, то оптимальное положение пучка излучения маркера – в свободной зоне, на оси [3].

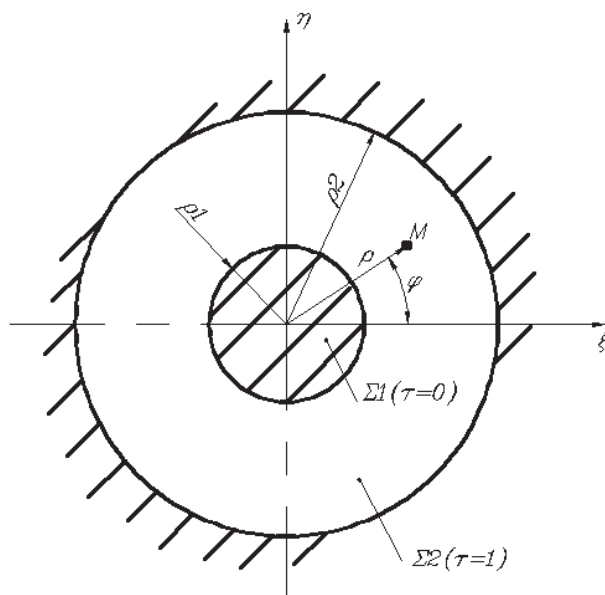
При проектировании САЮ необходимо исследовать особенности влияния на ее работоспособность дифракционных эффектов, связанных с распространением пучка излучения РЛ. Эти эффекты приводят к уширению распространяющегося пучка излучения РЛ. В результате элементы канала САЮ могут оказаться в зоне мощного излучения РЛ, что приводит к крайне нежелательным последствиям, связанным с появлением паразитных бликов в канале или с воздействием мощного излучения РЛ на оптические и механические элементы.

Проявление дифракционных эффектов необходимо проводить в пределах габаритов оптической системы САЮ. Обычно они соответствуют расстояниям до 20...30 метров по оптической оси от выходного зрачка РЛ.

### **1. Исследование параметров дифракционной картины для осевой точки при кольцевом сечении лазерного пучка**

Рассмотрим дифракцию излучения РЛ на этих дальностях для кольцевой апертуры его выходного зрачка.

Пусть апертура РЛ представляет собой транспарант в виде кольцевой области с внутренним и внешним радиусами  $\rho_1$  и  $\rho_2$  соответственно (рис. 1). В первом приближении будем считать, что на вход апертурного транспаранта падает плоская монохроматическая волна с длиной волны  $\lambda$ . Свяжем с выходной апертурой РЛ координаты  $\xi_0\eta$ , а с плоскостью наблюдения, удаленной на расстояние  $L$ , координаты  $XOY$ .



**Рис. 1 – Геометрическая модель транспаранта апертуры рабочего лазера**

В приближении скалярной теории дифракции [4] интеграл суперпозиции, описывающий преобразованный сигнал на выходе слоя пространства (СП), записывается в известном виде дифракционного интеграла Кирхгофа и имеет вид

$$U(P) = \frac{\cos \theta}{i \cdot \lambda \cdot l} \iint_{\Sigma_2} U^i(\xi, \eta) \cdot \exp\{i \cdot k \cdot r\} d\xi d\eta, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол, образованный оптической осью и радиус вектором, проведенным из точки  $P_0$  – источник волны, в точку  $P(x, y)$ ;

$l$  – расстояние от точки начала координат в плоскости транспаранта  $\xi O \eta$  до точки  $P(x, y)$  регистрации дифракционной картины;

$U^i(\xi, \eta)$  – значение комплексной амплитуды поля в точке  $M$ ;

$r$  – длина вектора, проведенного из точки  $P$  в точку  $M(\xi, \eta)$ .

Проанализируем выполнение условий приближения Френеля:

$$l \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{1}{8} \cdot \left( \frac{\xi^2 + \eta^2}{l^2} \right)^2 \leq \frac{\pi}{4} \Rightarrow l \geq \sqrt[3]{\frac{(2\rho)^4}{\lambda}}. \quad (2)$$

При  $\rho = 75 \text{ мм}$ ,  $\lambda = 5 \text{ мкм}$  и  $\lambda = 3 \text{ мкм}$  приближения Френеля начинают действовать с расстояния соответственно  $l \geq 4,66 \text{ м}$  и  $l \geq 5,526 \text{ м}$ . Эти данные говорят о том, что для расчета дифракционных распределений в интересующей нас зоне (до 20...30 м по дальности) мы можем воспользоваться приближениями Френеля. Проведя известные преобразования [4], получаем выражение для распределения амплитуды поля в плоскости  $XOY$  для осесимметричной функции, записанное в полярных координатах:

$$U(P) = 2\pi \cdot A \cdot B \cdot \int_{\rho_1}^{\rho_2} \rho \cdot \exp\left\{ik \frac{\rho^2}{2l}\right\} \cdot I_0(kW\rho) d\rho, \quad (3)$$

где:  $W = l/r$ ;

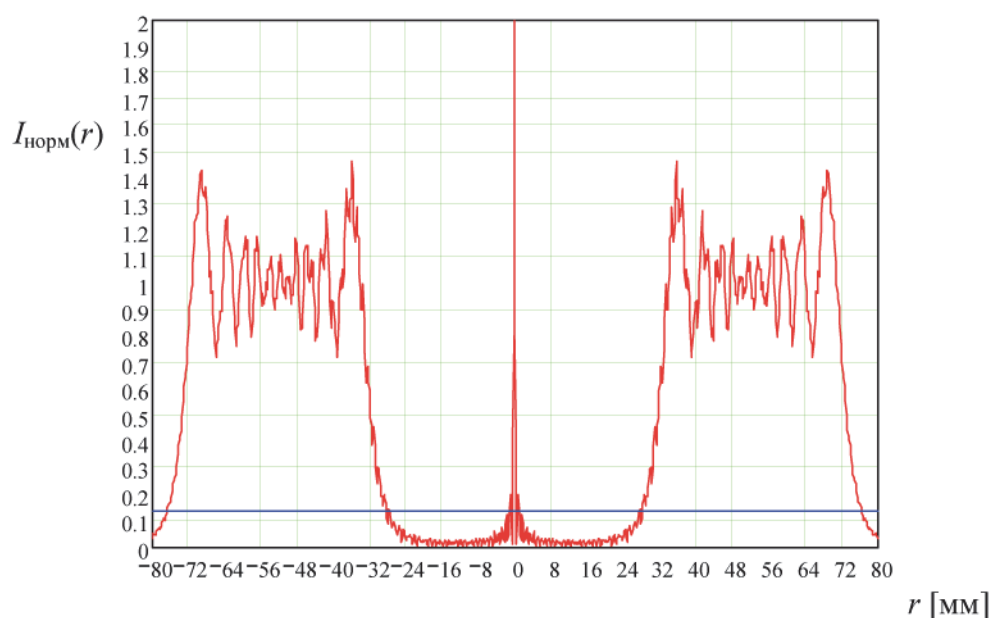
$A$  – амплитуда падающей волны;  $I_0(x) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \exp\{i \cdot k \cdot x \cdot \cos \alpha\} d\alpha$  – функция

Бесселя первого рода нулевого порядка;  $B = \frac{\exp\{i \cdot k \cdot l\}}{i \cdot \lambda \cdot l}$ .

Результаты численного расчета по (3) дифракционной картины Френеля (в ближней зоне) при  $\rho_1 = 30 \text{ мм}$ ,  $\rho_2 = 75 \text{ мм}$ ,  $\lambda = 5 \text{ мкм}$  для различных расстояний  $L$  от транспаранта приведены в таблице 1 и на рис. 2.

### Параметры дифракционной картины

№ п.п.	Расстояние $L$ от транспаранта до плоскости анализа, [м]	Радиус $r$ внутренней окружности центральной зоны по уровню $1/e^2$ , [мм]	Доля энергии $k_u$ излучения в круге радиусом $\rho_1 = 30\text{мм}$ , [%]
1	4,66	28,85	0,005674 %
2	10	27,6	0,011 %
3	30	26,87	0,019 %
4	50	-	0,026 %



**Рис. 2 – Нормированное распределение интенсивности в дифракционной картине Френеля на расстоянии  $L=10$  м от транспаранта**

Особое внимание стоит обратить на центральный пик дифракционной картины. Этот пик периодически появляется и исчезает при увеличении расстояния  $L$ , плотность мощности в его области может быть значительной. Отметим, что пучок излучения маркера распространяется именно по оси, поэтому возможно нежелательное воздействие излучения РЛ на элементы системы автоустойровки.

Проанализируем закономерности формирования центрального пика. Выражение для амплитуды поля  $U(P)$  в точке  $P$  при условии, что между источником сферической волны (т.  $P_0$ ) и т.  $P$  установлена круглая диафрагма (см. рис. 3) приводится в [4].

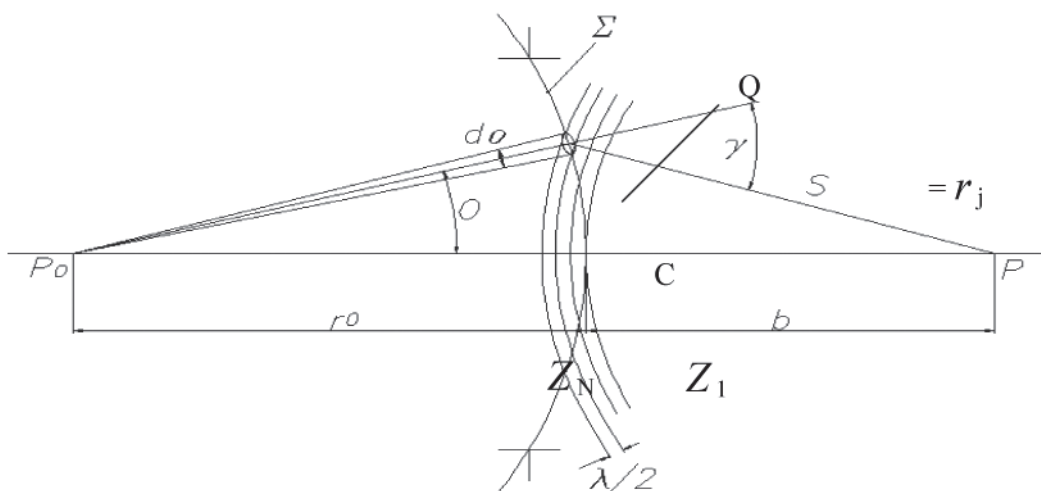


Рис. 3 – Построение зон Френеля при дифракции на отверстии

Это выражение имеет вид:

$$U(P) = 2i\lambda \cdot U(P_0) \cdot \frac{\exp\{i \cdot k(r_0 + b)\}}{r_0 + b} \cdot \frac{K_1 \pm K_N}{2}, \quad (4)$$

Здесь  $N$  - число зон Френеля,  $K(\gamma) = i(1 + \cos(\gamma))/(2\lambda)$  — коэффициент наклона, описывающий изменение амплитуды вторичных волн в зависимости от угла  $\gamma$  между нормалью и направлением на точку наблюдения, а  $\gamma$  — угол между нормалью в точке  $Q$  и направлением  $QP$ .

Если  $r_0$  и  $b$  велики по сравнению с длиной волны; то можно предположить, что в любой зоне Френеля величина  $K$  постоянна и в зоне  $j$  равна  $K_j$ . Знак «+» берется при нечетном  $N$ , а «-» при четном  $N$  числе открытых зон Френеля.

Рассмотрим теперь несколько частных случаев количества зон Френеля, полезных для дальнейших выводов:

1) Если между т.  $P$  и т.  $P_0$  нет препятствия т.е. открыты все зоны Френеля, то

$$U(P) = \frac{1}{2}[U_1(P) + U_N(P)]; \quad (5)$$

Для последней зоны  $Z_N$ , видимой из т.  $P$ ,  $QP$  становится касательной к волновому фронту, т.е.  $\gamma = \pi/2$ , и величина  $K_N = 0$ . Следовательно:

$$U(P) = i\lambda \cdot K_1 \cdot U(P_0) \cdot \frac{\exp\{i \cdot k(r_0 + b)\}}{r_0 + b} = \frac{1}{2}U_1(P). \quad (6)$$

Приведенное выражение показывает, что полное возмущение в т. при отсутствии препятствия между т.  $P$  и т.  $P_0$  равняется половине возмущения, обусловленного действием первой зоны Френеля. Действие первой зоны Френеля с точностью до знака определяется функцией наклона  $K_1 = i/\lambda$ , тогда:

$$U(P) = U(P_0) \cdot \frac{\exp\{i \cdot k(r_0 + b)\}}{r_0 + b} \quad (7)$$

Если открыта только одна первая зона, то возмущение в т.  $P$  на основании (4)

$$U(P) = 2 \cdot i\lambda \cdot K_1 U(P_0) \cdot \frac{\exp\{i \cdot k(r_0 + b)\}}{r_0 + b} = 2U(P_0) \cdot \frac{\exp\{i \cdot k(r_0 + b)\}}{r_0 + b}, \quad (8)$$

и интенсивность  $I(P) = |U(P)|^2$  в четыре раза больше, чем в отсутствие экрана.

При дальнейшем увеличении отверстия интенсивность уменьшится, так как  $K_1$  и  $K_2$  в (4) имеют разные знаки. Больше того, значения  $K_1$  и  $K_2$  почти одинаковы, и, следовательно, если отверстие приблизительно равно двум первым зонам, то в точке  $P$  будет почти полная темнота. Поэтому при изменении размеров отверстия наблюдается периодическое изменение интенсивности в  $P$ . Такой же результат получается и тогда, когда размеры отверстия и источника остаются постоянными, а точка наблюдения  $P$  перемещается вдоль оси. В этом случае при постепенном приближении точки  $P$  к экрану увеличивается число открывающихся зон.

Для существенного упрощения аналитических расчетов будем считать, что волновой фронт излучения рабочего лазера, падающий на кольцевую диафрагму, близок к плоскому. Обобщим выражение (4) на случай, если на диафрагму падает плоская волна.

$$\begin{aligned} U(P) &= \lim_{r_0 \rightarrow \infty} 2i\lambda \cdot U(P_0) \cdot \frac{\exp\{i \cdot k(r_0 + b)\}}{r_0 + b} \cdot \frac{K_1 \pm K_N}{2} = \\ &= 2i\lambda \exp\{i \cdot k \cdot b\} \cdot \frac{K_1 \pm K_N}{2} \cdot \lim_{r_0 \rightarrow \infty} U(P_0) \cdot \frac{\exp\{i \cdot k \cdot r_0\}}{r_0}; \end{aligned} \quad (9)$$

Выражение  $U(P_0) \cdot \frac{\exp\{i \cdot k \cdot r_0\}}{r_0}$  представляет собой амплитуду сферической

волны на расстоянии  $r_0$  от источника. В пределе при  $r_0$ , стремящемся к бесконечности, волновой фронт в пределах диафрагмы можно считать плоским, а распределение

амплитуды в плоскости установки диафрагмы постоянным и равным амплитуде падающей волны  $a_0$ .

Рассмотрим теперь случай установки кольцевой диафрагмы, приведённой на рисунке 1, которая соответствует выходной апертуре резонатора РЛ.

На основании приведенных выше выкладок (4) можно сделать вывод, что максимум интенсивности для осевой точки будет наблюдаться на расстоянии, при котором на кольцевой диафрагме будет укладываться нечётное число зон Френеля.

Как видно из рис. 2, в центральной экранированной зоне (для осевых точек) имеется ярко выраженный пик интенсивности излучения. Интенсивность осевого пика в максимуме в четыре раза превышает интенсивность излучения в плоскости транспаранта. Причем характер изменения интенсивности для осевой точки при изменении расстояния от транспаранта до точки наблюдения дифракционной картины имеет сложную зависимость. Как показывает теория дифракции Френеля [4] это будут чередующие минимумы и максимумы с изменяющимся периодом в зависимости от того четное или нечетное число зон Френеля открывается на транспаранте для данного удаления  $b$  от него.

Выражение (9) сложно для анализа положений максимумов дифракционной картины. Получим выражение для зависимости интенсивности осевой точки от числа открытых зон Френеля (фактически, от расстояния между транспарантом и точкой наблюдения  $P$ ).

Общее число зон Френеля, укладывающихся на кольцевой диафрагме на расстоянии  $b$  (см. рис. 3) можно рассчитать по следующему выражению:

$$N(b) = 2 \frac{r_N(b) - r_0(b)}{\lambda}, \quad (10)$$

где  $r_N(b)$  – модуль радиус вектора, проведённого из точки на внешнем радиусе кольцевой диафрагмы при  $\rho = \rho_2$  (см. рисунок 3) в точку  $P$ .

$$r_N(b) = \sqrt{\rho_2^2 + b^2}; \quad (11)$$

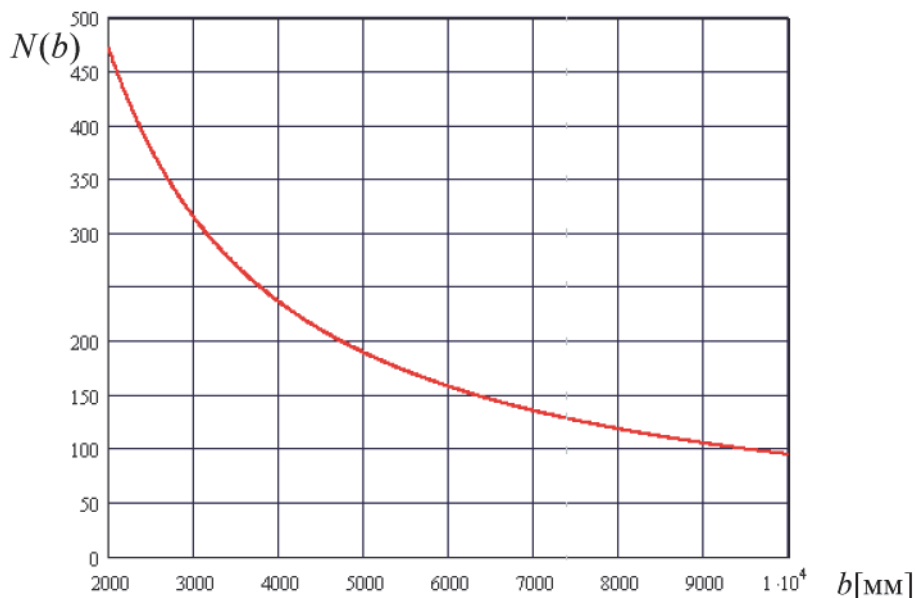
где  $r_0(b)$  – модуль радиус вектора, проведённого из точки на внутреннем радиусе кольцевой диафрагмы  $\rho = \rho_1$  в точку.

$$r_0(b) = \sqrt{\rho_1^2 + b^2}. \quad (12)$$

Тогда выражение для общего числа зон Френеля, укладывающихся на кольцевой диафрагме в зависимости от расстояния  $b$  до точки наблюдения  $P$  имеет вид:

$$N(b) = \frac{2}{\lambda} \cdot (\sqrt{\rho_2^2 + b^2} - \sqrt{\rho_1^2 + b^2}); \quad (13)$$

График функции числа зон Френеля  $N(b)$  (положений минимумов и максимумов для осевых точек) представлен на рис. 4.



**Рис. 4 – Число зон Френеля, укладываемых на кольцевой диафрагме, в зависимости от расстояния до осевой точки наблюдения**

Как видно из рис. 4, число зон Френеля, укладываемых на кольцевой апертуре, уменьшается с увеличением расстояния до точки  $P$ .

На рис. 5 показана графическая зависимость интенсивности  $I(b)$ , рассчитанная численным методом по (3), для осевых точек наблюдения в зависимости от расстояния до транспаранта  $b$  на интервале  $b$  от 3000 мм до 3018 мм и для приведенных выше исходных данных.

Функцию интенсивности для осевых точек в зависимости от расстояния  $b$  можно аппроксимировать следующим образом:

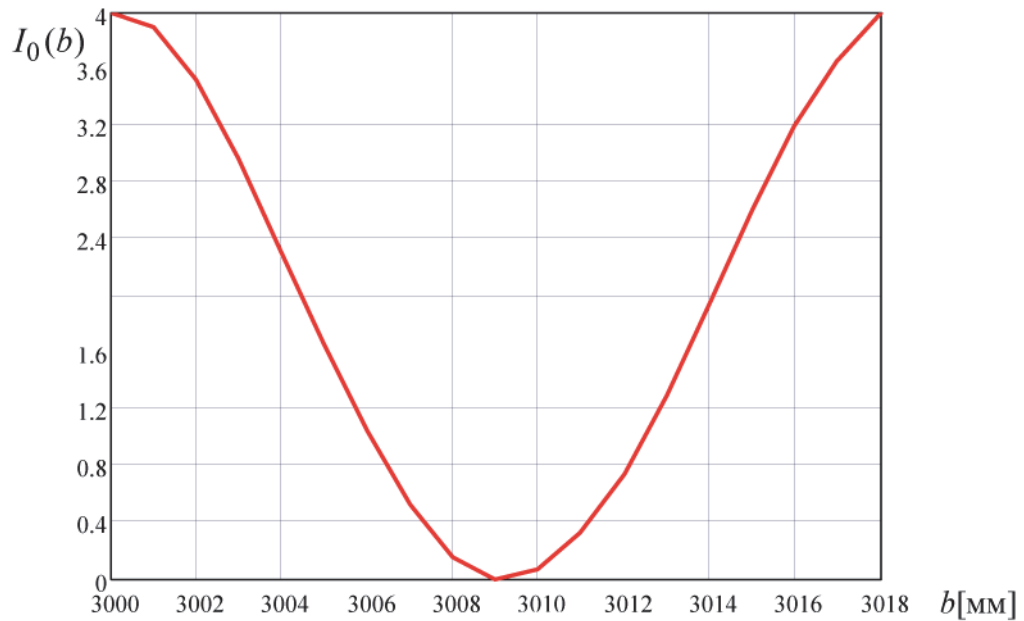
$$I_0(b) = 4 \cdot a_0^2 \cdot F_I(b) \cdot \cos^2\left(\pi \cdot \int_{b_0}^b \frac{1}{T_b(b')} db' + \varphi_0\right), \quad (14)$$

где  $I_0(b)$  - функция, промодулированная по амплитуде и по частоте,

$F_I(b)$  – функция изменения пикового значения интенсивности осевых точек в зависимости от расстояния  $b$ ,

$T_b(b)$  – зависимость изменения периода осциллирующей функции.





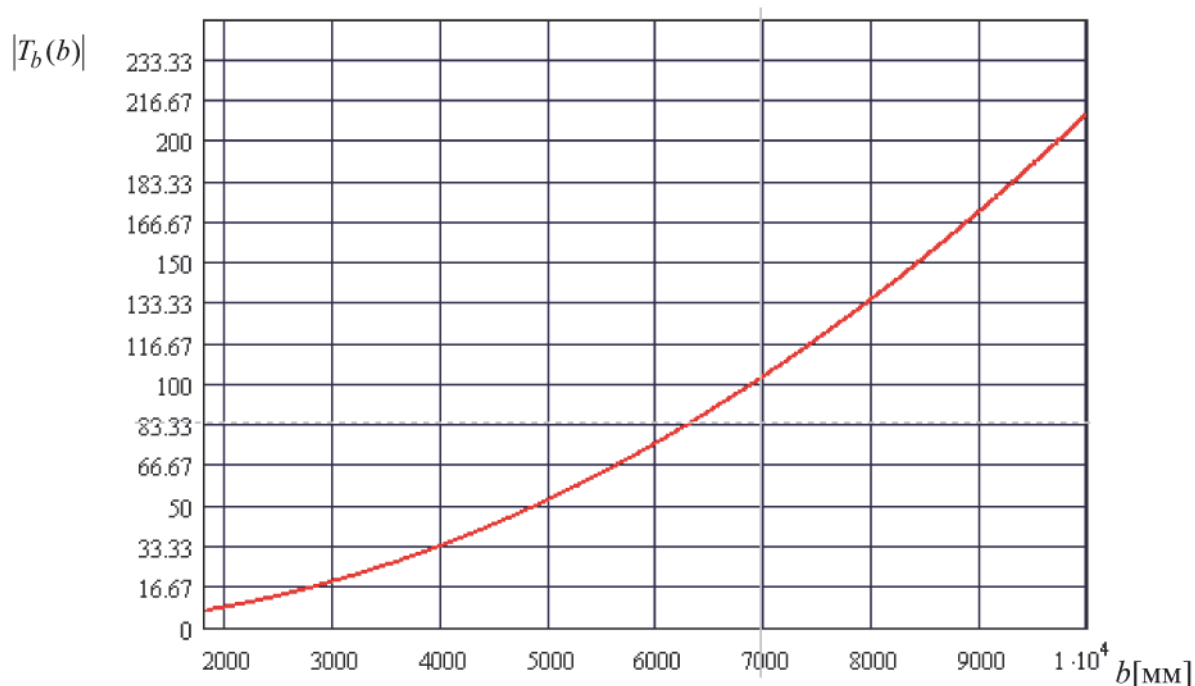
**Рис. 5 – Зависимость интенсивности  $I(b)$  для осевых точек наблюдения на интервале расстояний**

Так как функция  $N(b)$  является квазилинейной на участке значений функции  $N \in (N_0..N_0 + 2)$ , разложив её в ряд Тейлора в окрестности  $b_0$ , и ограничившись двумя первыми членами разложения, получим:

$$\begin{aligned}
 N(b_0 + \Delta b) &= N_0 + \frac{dN(b)}{db} \Delta b; \\
 N(b_0 + T_b(b)) &= N_0 + 2 = N_0 + \frac{dN(b)}{db} T_b(b); \\
 T_b(b) &= \frac{2}{N'(b)} = \frac{\lambda}{b} \frac{\sqrt{\rho_2^2 + b^2} \cdot \sqrt{\rho_1^2 + b^2}}{\sqrt{\rho_1^2 + b^2} - \sqrt{\rho_2^2 + b^2}};
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

где  $N_0$  – число зон Френеля, укладывающихся на апертуре на расстоянии  $b_0$  от неё.

График изменения периода  $|T_b(b)|$  осциллирующей функции интенсивности  $I_0(b)$  представлен на рис. 6.

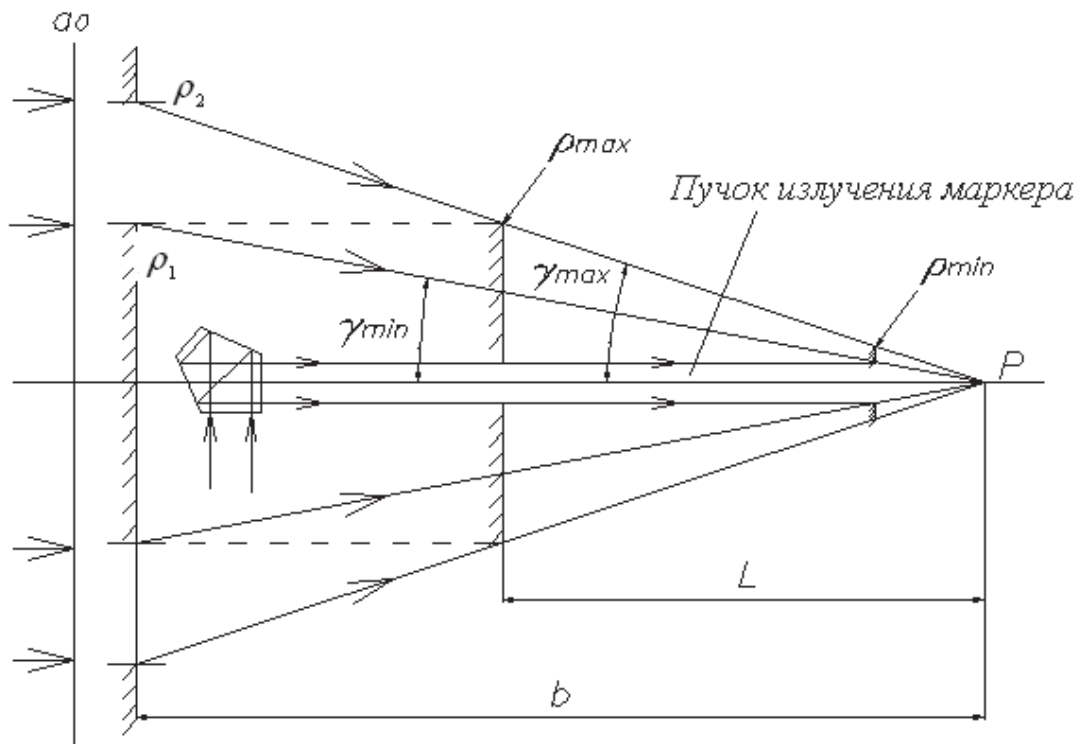


**Рис. 6 – Функция изменения периода осциллирующей функции интенсивности на оси от расстояния между транспарантом и точкой наблюдения**

## ***2. Исследование возможности подавления центрального пика дифракционной картины***

Метод снижения интенсивности центрального пика дифракционной картины для кольцевой апертуры РЛ очевидным образом вытекает из приведенных соотношений. Он заключается в том, что добиться снижения или полного подавления интенсивности в конкретной точке на оси можно с помощью установки дополнительной диафрагмы между выходным окном РЛ и рассматриваемой точкой  $P$ . В результате выставки диафрагмы из т.  $P$  должно наблюдаться либо четное число зон Френеля на выходном окне РЛ, либо выходное окно должно полностью виньетироваться.

На рис. 7 показано расположение выходного окна РЛ, пучок излучения маркера, вводимый по оси с помощью пентапризмы, возможное расположение диафрагм и рассматриваемая т.  $P$ .



**Рис. 7. Расположение диафрагм, устраняющих дифракционный максимумы для осевой точки наблюдения Р**

Расстояние от точки Р до диафрагмы в предельном случае ограничения радиуса виньетирующей диафрагмы сверху, т.е.  $\rho_{\partial \max} = \rho_{\max}$  найдём из следующего соотношения:

$$\operatorname{tg} \gamma_{\max} = \frac{\rho_2}{b} = \frac{\rho_{\partial 2}}{L} \rightarrow L = \frac{\rho_{\partial 2}}{\rho_2} b; \quad (16)$$

где  $\rho_{\partial 2}$  – внешний радиус диафрагмы.

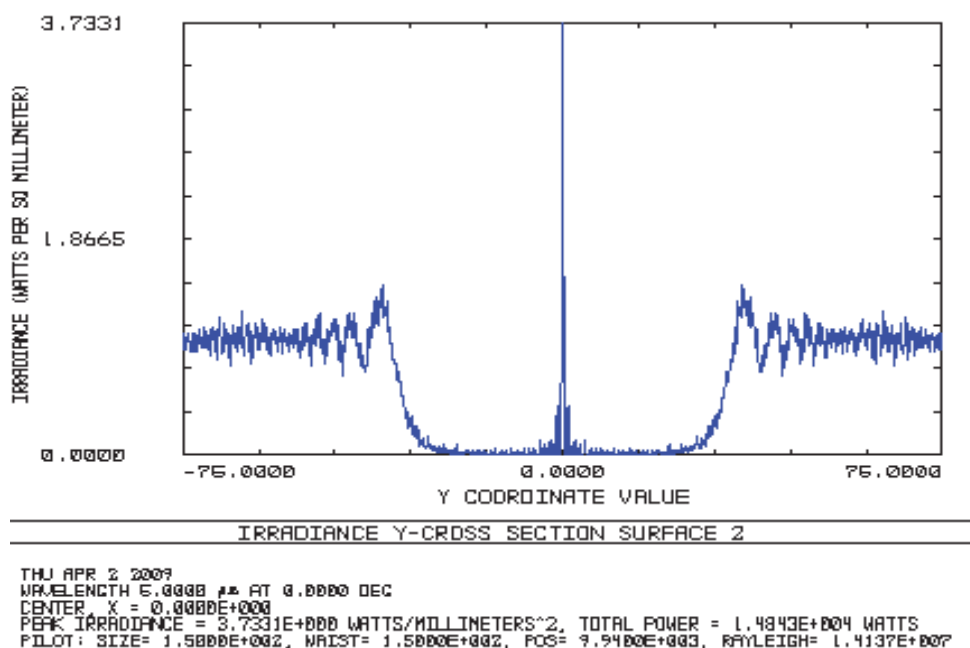
Назначим  $\rho_{\partial 2}$  из условия отсутствия виньетирования пучка излучения РЛ, т.е.  $\rho_{\partial 2} = \rho_1$ .

Также следует учесть, что в приосевой зоне распространяется излучение маркера с диаметром пучка  $D_m$ . Из технологических соображений внутренний радиус диафрагм назначим  $\rho_{\partial 1} = D_m / 2$ .

Из-за сложности аналитического расчета дифракции на множестве последовательных виньетирующих диафрагм, моделирование проведем с помощью численных методов в САПР «Zemax».

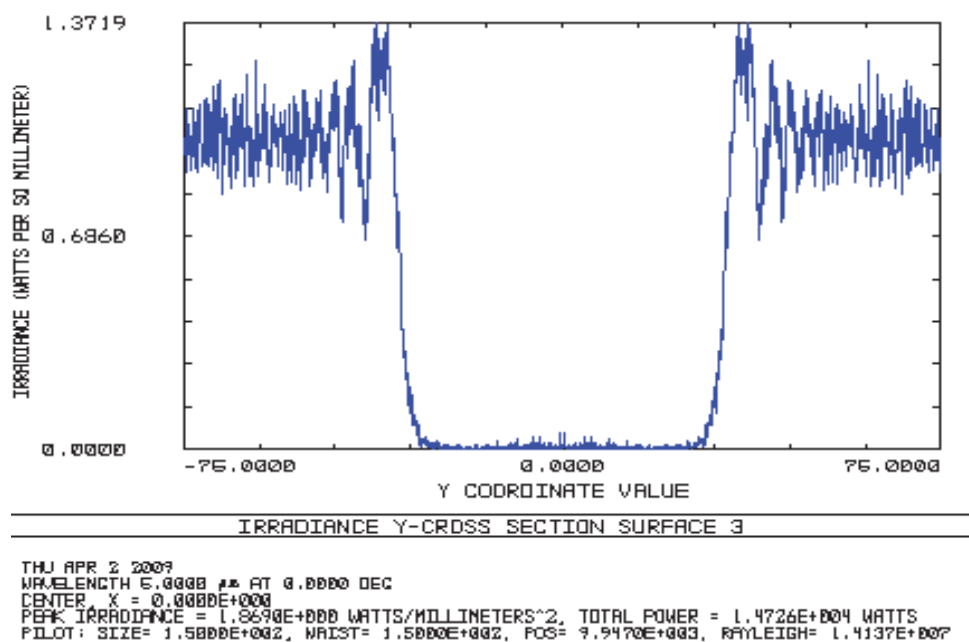
Рассмотрим точку, удалённую от апертуры на расстояние  $b = 9940$  мм при  $\rho_1 = 75$  мм,  $\rho_2 = 30$  мм и длине волны излучения РЛ  $\lambda = 5$  мкм. Из соотношения (9)

для этой точки получим  $N(b) = 95$ , вследствие этого для точки на оси наблюдается резкий пик интенсивности (см. рис. 8).



**Рис. 8 – Распределение интенсивности в плоскости регистрации дифракционной картины в отсутствие виньетирующей диафрагмы**

Установка диафрагмы на расстоянии  $b - L = 5964$  мм в соответствии с рисунком 7 полностью исключает увеличение интенсивности для рассматриваемой осевой точки, что показано на рис. 9. Последовательно рассчитывая положения максимумов для расстояний, меньших  $L_{\max}$ , определим положения серии диафрагм, обеспечивающих уменьшение центральных пиков интенсивности в диапазоне расстояний  $b$  от 0 до  $L_{\max}$  (см. Таблицу 2)



**Рисунок 9 – Распределение интенсивности в плоскости регистрации дифракционной картины при наличии виньетирующей диафрагмы**

**Таблица 2**

**Расположение виньетирующих диафрагм**

№ диафрагмы	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Расстояние между диафрагмами, мм	1213,6	132,7	141,4	165,0	181,9	197,3	226,7	283,7	278,3	346,7

11	12	13	14	15	16	17	18	19
398,5	399,0	499,5	300,0	165,9	271,2	303,0	109,2	350,4

Такое расположение диафрагм позволяет полностью исключить центральный пик интенсивности на расстояниях  $b$  от 2 до 10 м, что подтверждается соответствующими расчетами, проведенными с помощью САПР «Zemax».

### **Выводы**

В результате проведенных исследований показана принципиальная возможность снижения интенсивности центрального пика за счёт специально рассчитанных диафрагм, установленных вдоль оси распространения излучения рабочего лазера.

Список используемой литературы.

1. Н.В.Барышников, В.В.Карачунский, В.И.Козинцев А.С.Румянцев, Д.В.Худяков. Разработка и экспериментальные исследования оптико-электронной системы автоюстировки. Тезисы докладов III научно-технической конференции «Радиооптические технологии в приборостроении», 12-16 сентября 2005г., г.Сочи, Россия, с.172 – 177.
2. Н.В.Барышников, В.В.Карачунский, В.И.Козинцев А.С.Румянцев, Д.В.Худяков, Использование методов полунатурного моделирования для исследования характеристик системы автоюстировки Тезисы докладов IV НТК «Радиооптические технологии в приборостроении», Сочи, 2006 г., с. 105 – 108.
3. Барышников Н.В. Исследование пространственных характеристик пучка излучения лазера при его нелинейном взаимодействии со средой распространения: Вестник МГТУ им.Н.Э.Баумана. Приборостроение.- 2011. №2(83), с.3 - 15
4. Основы оптики. Борн М., Вольф Э. Перевод с английского. Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1970, 856с.