

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**P5-86-665**

**В.В.Курышкин\*, А.В.Микулич\*, А.Б.Швачка**

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ  
ЭФФЕКТИВНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ  
КРУГОВОЙ ВОЛНОВОДНОЙ ЛИНЗЫ**

---

\* Университет дружбы народов им. П. Лумумбы

**1986**

## I. ВВЕДЕНИЕ

Для изучения сложных физических явлений и процессов на помощь традиционным методам математической физики привлекается новый способ теоретического исследования - вычислительный эксперимент<sup>/1,2/</sup>. Содержание вычислительного эксперимента при изучении процесса экранируемого напыления тонкопленочных элементов и устройств планарной оптики<sup>/3,4/</sup> состоит в следующем. На основе математической модели экранирования корпускулярных потоков<sup>/5-8/</sup> с помощью ЭВМ просчитывается ряд вариантов описания изучаемого процесса, находятся оптимальные параметры экранирующей маски, производится уточнение математической модели процесса после сравнения результатов вычислений с экспериментальными данными.

Создание оптических квантовых генераторов (лазеров) позволило совершить переход от объемной трехмерной оптики к планарной двумерной оптике, в которой световые пучки и все оптические устройства сосредоточены в тонких пленках с толщиной порядка длины световой волны. Основной характеристикой пленки при распространении в ней света является эффективный показатель преломления или замедление  $n(\vec{r})$ ,  $\vec{r}$  - двумерный вектор координат точки пленки. При этом основной интерес представляют собой участки пленки, играющие роль, аналогичную линзам в объемной оптике<sup>/3/</sup>.

Одним из распространенных методов создания тонкопленочных оптических компонент (ТОК) планарных волноводных оптических линз является метод высокочастотного катодного распыления<sup>/4/</sup>. В указанном методе частицы вещества, испускаемые источником 1 (рис. 1), двигаясь в среде 2, проходят сквозь отверстие экранирующей маски 3 и оседают на несущей волноводной пленке 4 постоянной толщины  $d$ , образуя на ней слой 5 переменной толщины  $h(\vec{r})$ . В предположении оптической однородности напыленного слоя по высоте зависимость между толщиной слоя  $h(\vec{r})$  и эффективным показателем преломления  $n(\vec{r})$  выражается неявным уравнением<sup>/3/</sup> вида

$$F(h(\vec{r}), n(\vec{r})) = 0. \quad (I)$$

Полученный в результате напыления ТОК с эффективным показателем преломления  $n(\vec{r})$ , зависящим от переменной толщины  $h(\vec{r})$  напыленного слоя, может выполнять роль планарной линзы<sup>/3/</sup>. Связь толщины  $h(\vec{r})$  напыленного слоя с геометрической формой экранирующей маски и параметрами установки напыления исследована в<sup>/5-8/</sup>. Зависимость величин, описывающих эффект экранирования, описывается интегральным уравнением первого рода. При наличии круговой симметрии интегральное уравнение принимает вид<sup>/5-8/</sup>

$$h(\vec{r}) = T \sum_j \beta_j \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{H^{j+3} \theta_m(\vec{r}_i, \vec{r}) d\vec{r}_i}{[(\vec{r}_i - \vec{r})^2 + H^2]^{\frac{j+3}{2}}}. \quad (2)$$

Здесь  $\vec{r}$  - координаты в плоскости волновода,  $h(\vec{r})$  - высота напыленного слоя,  $T$  - продолжительность процесса напыления,  $H$  - высота плоскости входа маски над плоскостью волновода,  $\vec{r}_i$  - координаты в плоскости входа маски,  $\theta_m(\vec{r}_i, \vec{r})$  - функция прозрачности маски (см. <sup>/5-8/</sup>),  $\beta_j$  - параметры установки напыления. Круговая симметрия планарной линзы обеспечивает ее многофункциональность в устройствах и системах интегральной оптики<sup>/4/</sup>.

Практический интерес представляет задача выбора параметров маски, необходимой для изготовления ТОК с заданным распределением эффективного показателя преломления на установке напыления с параметрами  $\beta_j$ . Параметры установки напыления  $\beta_j$  могут быть найдены по результатам предварительных экспериментов двумя способами. Первый из них заключается в том, что через маску с известной функцией прозрачности  $\theta_m(\vec{r}_i, \vec{r})$  напыляется тонкий слой, высота которого  $h(\vec{r})$  измеряется с некоторой точностью и используется в уравнении (2) для отыскания параметров  $\beta_j$ . Этот способ описан в работах<sup>/7,8/</sup>. Второй способ отыскания параметров  $\beta_j$ , разрабатываемый в настоящее время, основан не на измерении высоты  $h(\vec{r})$  слоя, а на восстановлении эффективного показателя преломления напыленного ТОК.

Основной целью данной работы является восстановление эффективного показателя преломления  $n(\vec{r})$  ТОК по наблюдаемым следам световых лучей при распространении их в ТОК (см. рис. 2).

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В приближении геометрической оптики распространение света в среде с неоднородным показателем преломления  $n(\vec{r})$  происходит в соответствии с принципом Ферма вдоль экстремалей функционала оптической длины

$$\int n(\vec{r}) |\dot{\vec{r}}| dt,$$

а следовательно, вдоль экстремалей функционала

$$\int n^2(\vec{r}) |\dot{\vec{r}}|^2 dt, \quad (3)$$

т.к. экстремали функционала (3) являются также экстремалими функционала оптической длины<sup>/9/</sup>. Функционал (3) имеет сильно невырожденный лагранжиан<sup>/9/</sup>, т.е. соответствующее ему преобразование Лежандра непрерывно обратимо, что облегчает исследование по сравнению с обычно используемым функционалом оптической длины<sup>/10/</sup>.

Круговая симметрия задачи означает, что в системе координат с началом в центре симметрии  $O$  показатель преломления является функцией лишь радиуса:

$$n(\vec{r}) = g(r). \quad (4)$$

Функция  $g(r)$  называется функцией профиля.

Волноводная линза, полученная напылением через маску, обладает неоднородным показателем преломления лишь в некотором круге с центром в  $O$  радиуса  $R > 0$ :

$$g(r) = n_0 \quad \text{при} \quad r \geq R. \quad (5)$$

Обозначим через  $l$  след луча - множество точек плоскости, через которые проходит траектория фиксированного луча.

Задача состоит в том, чтобы по известным следам лучей в плоскости восстановить показатель преломления  $n(\vec{r})$ . При условии круговой симметрии восстановление  $n(\vec{r})$  эквивалентно отысканию центра симметрии  $O$  и функции профиля  $g(r)$ .

Траектории лучей, параметризованные временем  $t$ , являются экстремалами функционала (3), лагранжиан которого в полярных координатах имеет вид

$$L(r, \varphi, \dot{r}, \dot{\varphi}) = g^2(r) (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2). \quad (6)$$

Применяя преобразование Лежандра

$$p_r = \frac{\partial L}{\partial \dot{r}} = 2g^2(r) \dot{r},$$

$$p_\varphi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = 2g^2(r) r^2 \dot{\varphi} \quad (7)$$

к лагранжиану (6), получим гамильтониан

$$H(r, \varphi, p_r, p_\varphi) = \frac{p_r^2 + p_\varphi^2 / r^2}{4g^2(r)}, \quad (8)$$

отличный от нуля на траекториях [9, II]. В фазовом пространстве траектории лучей - решения уравнений Гамильтона

$$\dot{r} = \frac{p_r}{2g^2(r)}, \quad \dot{p}_r = \frac{1}{2g^2(r)} \left[ \frac{p_\varphi^2}{r^3} + \frac{g'(r)}{g(r)} \left( p_r^2 + \frac{p_\varphi^2}{r^2} \right) \right],$$

$$\dot{\varphi} = \frac{p_\varphi}{2g^2(r) r^2}, \quad \dot{p}_\varphi = 0. \quad (9)$$

Наблюдаемым является след  $\ell$  луча - множество точек плоскости, через которые проходит траектория фиксированного луча.

Задача восстановления показателя преломления  $n(\vec{r})$  по следам лучей нетрадиционна. Исходные данные не решения системы (9), а их следы в плоскости. Математически это означает, что известно описание следа луча в виде уравнения связи на координаты точек следа в какой-то системе координат и неизвестна зависимость координат точек от времени. В силу этого восстановить показатель преломления удается лишь с точностью до постоянного множителя. Обозначим через  $g_0(r) = g(r)/n_0$  функцию профиля приведенного показателя преломления  $n(\vec{r})/n_0$ .

### 3. АЛГОРИТМ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Условия (4), (5) позволяют разбить решение сформулированной задачи на два этапа:

- нахождение центра  $O$  симметрии ТОК;
- восстановление функции профиля  $g_0(r)$  приведенного показателя преломления.

Ось симметрии  $b(\ell)$  следа  $\ell$  луча проходит через центр симметрии  $O$  и является биссектрисой угла, образованного прямыми асимптотиками  $\ell^-, \ell^+$  следа  $\ell$ . Центр симметрии  $O$  есть точка пересечения всех осей симметрии  $b$  следов лучей. Центр симметрии может быть найден как точка пересечения двух несовпадающих осей симметрии.

Перейдем от параметризации лучей временем  $t$  к параметризации следов лучей углом  $\varphi$  полярной системы координат с началом в центре симметрии. В каждой точке  $P=(r, \varphi)$  следа однозначно определена величина

$$v = \frac{r p_r}{p_\varphi} = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi}, \quad (10)$$

т.к. в построенной системе координат след  $\ell$  задается функцией  $r = r(\varphi)$ . С учетом постоянства  $p_\varphi$  вдоль траектории, а значит на следе  $\ell$ , система (9) редуцируется к системе двух уравнений для функций  $r(\varphi)$  и  $v(\varphi)$ :

$$\frac{dr}{d\varphi} = r v,$$

$$\frac{dv}{d\varphi} = \left( 1 + r \frac{g'(r)}{g(r)} \right) (1 + v^2). \quad (11)$$

Решения системы (II) описывают следы лучей.

Расстояние  $\rho$  от центра  $O$  до касательной к следу  $\ell$  в любой фиксированной точке  $P=(r, \varphi)$  следа равно

$$\rho = \frac{r}{\sqrt{1 + v^2}}. \quad (12)$$

Участки следа, лежащие вне области неоднородности эффективного показателя преломления, являются прямыми в силу условия (5).

Следовательно,

$$\frac{r}{\sqrt{1 + v^2}} = \rho_0 \equiv \text{const} \quad \text{при } r \geq R, \quad (13)$$

где  $\rho_0$  - прицельное расстояние луча. Функция Гамильтона (8) постоянна вдоль решений системы (9), значит и вдоль решений системы (II). Постоянство отношения  $4H/p_\varphi^2$  вдоль следа луча выражается уравнением

$$\frac{1}{r^2(r)} \frac{1 + v^2}{r^2} = \frac{1}{n_0^2} \frac{1}{\rho_0^2},$$

которое справедливо для каждой точки следа. Отсюда вытекает искомая формула восстановления функции профиля  $g_0(x)$  приведенного показателя преломления

$$g_0(x) = \frac{\rho_0 \sqrt{1+v^2}}{x} \quad (I4)$$

Для каждого искривленного луча, не проходящего через центр  $O$ , существует минимальное расстояние  $x_{min}(\ell)$ , на которое луч приближается к центру симметрии. Величина  $x_{min}$  равна расстоянию от центра  $O$  до точки пересечения  $C$  следа со своей осью симметрии  $\ell$  (см. рис. 3).

По одному следу  $\ell$  можно восстановить  $g_0(x)$  по формуле (I4) в интервале  $x \geq x_{min}(\ell)$ . Набор следов с уменьшающимися прицельными расстояниями позволяет восстановить  $g_0(x)$  вплоть до наименьшего из  $x_{min}$ . Последовательность следов лучей со стремящимися к нулю прицельными расстояниями позволяет восстановить функцию профиля  $g_0(x)$  во всей области определения.

Уравнения (II) не меняются при умножении функции профиля  $g(x)$  на произвольную константу, а приведенный показатель преломления можно однозначно восстановить по следам лучей. Если кроме следов лучей известен эффективный показатель преломления  $n_0$  вне круга неоднородности, то  $n(x^*)$  восстанавливается на всей плоскости.

В практических задачах как исходные данные о следах лучей, так и восстанавливаемые данные о показателе преломления дискретны. Пусть  $K$  обозначает число оцифрованных следов лучей,  $N_j$  - число оцифрованных точек на следе номер  $j$ ,  $\{(x_j^n, y_j^n), j=1, \dots, K; n=1, \dots, N_j\}$  - таблицу замеренных в ходе эксперимента декартовых координат точек следов лучей,  $a$  - точность оцифровки. Мы оставляем в стороне проблемы обработки фотографий со следами лучей. Исходными данными для предлагаемого алгоритма служит указанный выше набор чисел. По этим данным восстанавливается центр линзы и функция профиля приведенного эффективного показателя преломления в виде таблицы значений на выбранной сетке  $\{x_i = 0, x_2, \dots, x_m\}, x_i < x_{i+1}$ .

Опишем кратко основные шаги алгоритма восстановления эффективного показателя преломления.

1) Для каждого луча номер  $j$  из набора  $\{(x_j^n, y_j^n), n=1, \dots, N_j\}$  выделяем точки, лежащие на прямолинейных участках  $\ell^-$  и  $\ell^+$  следа луча, и по ним проводим прямые методом наименьших квадратов. Находим точку  $D_j$  пересечения прямолинейных асимптотик следа и направляющий вектор  $V_j$  биссектрисы  $\ell_j$  угла  $\ell_j^-, D_j, \ell_j^+$ , совпадающей с осью симметрии луча.

2) В силу наличия погрешностей в исходных данных построенные биссектрисы  $\ell_j$  не пересекаются в одной точке. Центр симметрии  $O$  системы находим по методу наименьших квадратов как точку, ближайшую к биссектрисам, причем условие минимальности расстояния до каждой биссектрисы требуем с весом, обратно пропорциональным уровню погрешности определения биссектрисы - точки  $D_j$  и вектора  $V_j$ .

3) Пересчитываем все величины  $x_j^n, y_j^n$  в систему координат с началом в найденной точке  $O$ . Поворачиваем все лучи так, чтобы их оси симметрии совпадали с осью  $Oy$ . Данные после преобразования по-прежнему обозначаем  $x_j^n, y_j^n$ .

4) Осуществляем сглаживающую аппроксимацию точек каждого следа кубическим сплайном  $y = Y_j(x)$  дефекта I. Кубический сплайн минимизирует функционал

$$\int_{x_j^-}^{x_j^+} |Y''(x)|^2 dx, \quad (I5)$$

что соответствует выполнению требования минимальности изгиба следа луча. Вне круга неоднородности значения  $Y''(x)$  должны равняться нулю, т.к. концы следа являются прямыми. Фактически при аппроксимации удается добиться того, что величины  $Y''(x)$  на концах  $\ell^-$  и  $\ell^+$  следа  $\ell$  становятся относительно малыми.

Представление экспериментальных данных о следе в виде сплайна дает возможность численного дифференцирования - вычисления значений  $Y'(x)$ , а следовательно, и вычисления введенной в (I0) величины  $v$  по формуле

$$v = \frac{x + Y(x) \cdot Y'(x)}{-Y(x) + x \cdot Y'(x)} \quad (I6)$$

5) Находим минимальное расстояние  $x_{min j}$  каждого луча до центра  $O$  и прицельное расстояние  $\rho_{0 j}$ . Пусть  $x^* = \min \{x_{min 1},$

...,  $r_{min}$ }. Для значений узлов  $r_i > r^*$  имеется хотя бы один след  $y = y_i(x)$ , две точки которого лежат на расстоянии  $r_i$  от центра симметрии. Найдя эти точки, вычислим в них  $v$  по формуле (16). Подставив значения  $v$  в (14), получим искомое значение функции профиля приведенного эффективного показателя преломления. Если окружность радиуса  $r_i$  с центром в  $O$  пересекает несколько следов, то необходимо усреднить значения функции профиля  $g_0(r_i)$ , полученные для различных лучей. Таким образом, удается затабулировать функцию профиля  $g_0(r)$  для узлов  $r_i \geq r^*$ .

б) Значения функции профиля  $g_0(r)$  в нуле и в узлах  $r_i < r^*$  восстанавливаются из условия  $g_0'(0) = 0$  с учетом гладкости искомой функции профиля в окрестности нуля.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для проверки эффективности предлагаемого алгоритма были проведены вычислительные эксперименты. Задавался модельный показатель преломления путем фиксации центра симметрии и модельной функции профиля. На плоскости с заданным эффективным показателем преломления осуществлялась трассировка следов лучей. По полученным данным о следах восстанавливался приведенный эффективный показатель преломления согласно предложенному алгоритму.

В планарной оптике волноводная линза, обладающая круговой симметрией, с фокусным расстоянием  $f$ , превышающим радиус  $R$  круга неоднородности, называется обобщенной линзой Лüneберга/II-13/. Аналитическое выражение для функции профиля приведенного эффективного показателя преломления обобщенной линзы Лüneберга неизвестно. В качестве модельной функции профиля  $g_0(r)$  была выбрана заданная таблично (см. табл. I) функция профиля приведенного эффективного показателя преломления линзы Лüneберга с  $R = 1$  и  $f = 2^{1/3}$ . Вне круга неоднородности полагаем  $g_0(r) \equiv 1$ . Для вычисления функции  $g_0(r)$  в точках между узлами сетки используем кубический сплайн дефекта I, построенный по значениям функции профиля на сетке.

Для нахождения следов траекторий лучей, проходящих через плоскую оптическую систему с описанной функцией профиля, интегрируем систему (9) в декартовых координатах. Для численного интегрирования используем метод Рунге-Кутты третьего-четвертого порядка. Результат трассировки приведен в таблице 2. На каждом

Таблица I

Значения модельной и восстановленной функций профиля (ФП)

номер узла	радиус	модельная ФП	восстановленная ФП	относительная ошибка в %
1	0,00	I,1753111	I,1799850	0,4
2	0,05	I,1749992	I,1795921	0,4
3	0,10	I,1740713	I,1784153	0,4
4	0,15	I,1725216	I,1764555	0,3
5	0,20	I,1703405	I,1737108	0,3
6	0,25	I,1675196	I,1701813	0,2
7	0,30	I,1640453	I,1673069	0,3
8	0,35	I,1598997	I,1625414	0,2
9	0,40	I,1550617	I,1512318	-0,3
10	0,45	I,1495056	I,1465940	-0,3
11	0,50	I,1431932	I,1406965	-0,2
12	0,55	I,1360807	I,1401548	0,4
13	0,60	I,1281071	I,1374683	0,8
14	0,65	I,1191921	I,1092730	-0,9
15	0,70	I,1092272	I,1006889	-0,8
16	0,75	I,0980549	I,0938139	-0,4
17	0,80	I,0854378	I,0938053	0,8
18	0,85	I,0709877	I,0759163	0,5
19	0,90	I,0539818	I,0555325	0,2
20	0,91	I,0501595	I,0451651	-0,5
21	0,92	I,0461550	I,0451622	-0,1
22	0,93	I,0419416	I,0358810	-0,6
23	0,94	I,0374842	I,0358791	-0,2
24	0,95	I,0327339	I,0263634	-0,6
25	0,96	I,0276232	I,0263615	-0,1
26	0,97	I,0220509	I,0263596	0,4
27	0,98	I,0158520	I,0263577	1,0
28	0,99	I,0087271	I,0195150	1,1
29	1,00	I,0000000	I,0127430	1,3
30	1,01	I,0000000	I,0127411	1,3
31	1,03	I,0000000	I,0127382	1,3

Таблица 2

Координаты точек на следах лучей

$n$	$x_1^n$	$y_1^n$	$x_2^n$	$y_2^n$	$x_3^n$	$y_3^n$	$x_4^n$	$y_4^n$
1	-2,0000	-0,8000	-2,0000	-0,4000	-2,0000	0,3000	-2,0000	0,6000
2	-1,7143	-0,8000	-1,7143	-0,4000	-1,7143	0,3000	-1,7143	0,6000
3	-1,4286	-0,8000	-1,4286	-0,4000	-1,4286	0,3000	-1,4286	0,6000
4	-1,1429	-0,8000	-1,1429	-0,4000	-1,1429	0,3000	-1,1429	0,6000
5	-0,8571	-0,8000	-0,8571	-0,3995	-0,8571	0,2991	-0,8571	0,6000
6	-0,5714	-0,7997	-0,5714	-0,3895	-0,5714	0,2908	-0,5714	0,5919
7	-0,2857	-0,7794	-0,2857	-0,3713	-0,2857	0,2767	-0,2857	0,5679
8	-0,0000	-0,7379	-0,0000	-0,3464	-0,0000	0,2577	-0,0000	0,5324
9	0,2857	-0,6785	0,2857	-0,3151	0,2857	0,2341	0,2857	0,4861
10	0,5714	-0,6006	0,5714	-0,2772	0,5714	0,2058	0,5714	0,4288
11	0,8571	-0,4984	0,8571	-0,2314	0,8571	0,1717	0,8571	0,3578
12	1,1429	-0,3739	1,1429	-0,1749	1,1429	0,1299	1,1429	0,2697
13	1,4286	-0,2493	1,4286	-0,1166	1,4286	0,0865	1,4286	0,1798
14	1,7143	-0,1247	1,7143	-0,0583	1,7143	0,0432	1,7143	0,0900
15	2,0000	-0,0001	2,0000	-0,0001	2,0000	-0,0002	2,0000	0,0002

из  $k = 4$  следов лучей оцифровано по 15 точек. Функция профиля обобщенной линзы Лüneберга была задана таблично и интерполировалась для значений аргумента, лежащих между узлами. Кроме того, использовался приближенный метод интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Поэтому данные трассировки являются возмущенными и их дополнительное зашумление необязательно.

Таблица I содержит также значения функции профиля, восстановленные с помощью комплекса программ на фортране, реализующего предложенный алгоритм. Относительная ошибка восстановления функции профиля приведенного эффективного показателя преломления в узлах сетки не превосходит 1%, что подтверждает пригодность алгоритма для практических приложений.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы не касаемся проблем обработки фотографий со следами лучей. Следы лучей рассматриваются нами как кривые на плоскости. Данные о следах лучей берутся как исходные с заданной погрешностью.

Из математического описания задачи восстановления эффективного показателя преломления исключено время. Отказ от традиционного гамильтонова подхода продиктован стационарным характером исходных данных. Вследствие стационарности данных соответствующий им эффективный показатель преломления восстанавливается с точностью до постоянного множителя.

Задача решается в два этапа. На первом этапе ищется центр симметрии линзы и осуществляется переход в систему координат с началом в центре симметрии. На втором этапе вычисляется таблица значений функции профиля с помощью предложенной в работе формулы восстановления. Сплайн-аппроксимация табличной функции профиля определяет приведенный эффективный показатель преломления в построенной системе координат.

Разработан алгоритм и создан комплекс программ на фортране для восстановления эффективного показателя преломления по следам лучей.

Полученные результаты решают часть общей задачи математического моделирования процесса экранируемого напыления тонко-

пленочных оптических компонент - проблему достаточно точного измерения параметров ТОК, напыленного с помощью заданной экранирующей маски.

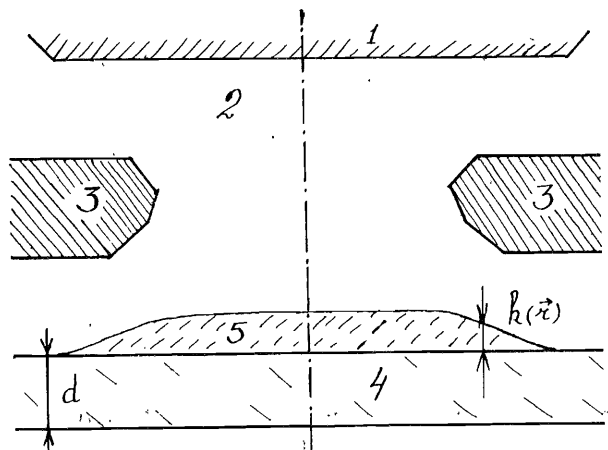


Рис. 1. Вертикальный разрез установки напыления.

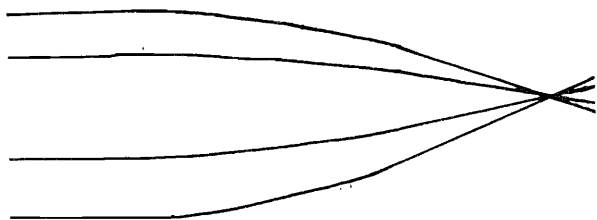


Рис. 2. Схематическое изображение фотографий следов лучей, проходящих через центральносимметричный ТОК.

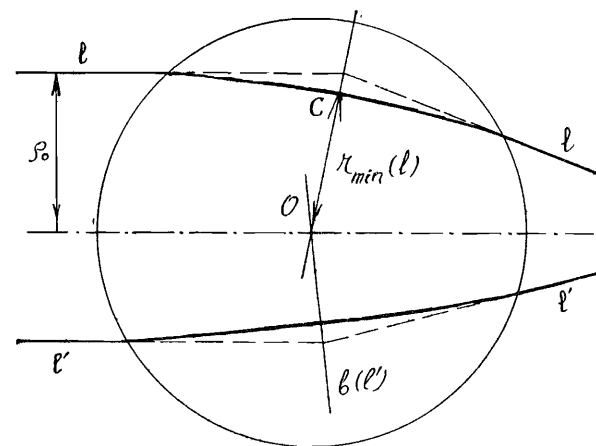


Рис. 3

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Самарский А.А. Математическое моделирование и вычислительный эксперимент. Вестник АН СССР, 1979, № 5, с. 38.
2. Самарский А.А. Численные методы решения многомерных задач механики и физики. ЖВМ и МФ, 1980, т. 20, № 6, с. 1416.
3. Дерюгин Л.Н., Комоцкий В.А. Оптические волноводы. Изд-во УДН, М., 1981.
4. Хансперджер Р. Интегральная оптика. "Мир", М., 1985.
5. Курьшкин В.В., Севастьянов Л.А. Некоторые вопросы экранирования корпускулярных потоков. ВИНТИ, М., 1981, № 4403-81.
6. Аникин В.И., Дерюгин Л.Н., Курьшкин В.В., Севастьянов Л.А. Математические задачи, связанные с процессом напыления. ВИНТИ, М., 1982, № 5175-82.
7. Курьшкин В.В., Севастьянов Л.А., Швачка А.Б., ОИЯИ, РИ-84-102, Дубна, 1984.
8. Курьшкин В.В., Севастьянов Л.А., Швачка А.Б., ОИЯИ, РИ-84-866, Дубна, 1984.
9. Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия. "Наука", М., 1985.



10. Борн М., Вольф Э. Принципы оптики. "Наука", М., 1978.  
 11. Luneburg R.K. Mathematical Theory of Optics. University of California Press, Berkeley, 1974.  
 12. Morgan S.P. J.Appl.Phys., 1958, v.29, p.1358.  
 13. Southwell W.H. J.Opt.Soc.Am., 1977, v.67, p.1004.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
 ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
 ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Рукопись поступила в издательский отдел  
 8 октября 1986 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Курьшкин В.В., Микулич А.В., Швачка А.В. P5-86-665  
Восстановление эффективного показателя преломления круговой волноводной линзы

Рассмотрена задача восстановления эффективного показателя преломления тонкопленочной волноводной линзы по следам лучей на плоскости. Задача решается в два этапа. На первом этапе находится центр симметрии линзы, на втором - функция профиля, представляющая искомый показатель преломления в системе координат с началом в центре симметрии линзы. Разработан алгоритм и создан комплекс программ для численного решения задачи. Приведены результаты расчета тестового примера.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

### Перевод О.С.Виноградовой

Kuryshkin V.V., Mikulich A.V., Shvachka A.V. P5-86-665  
Recovering of the Effective Index of Refraction for a Round Waveguide Lens

The problem of recovering of the thin-film waveguide lens effective index of refraction using the traces of layers in a plane is investigated. The solution of the problem is found by two steps. At the first one the centre of symmetry of lens is found, and at the second one the function of profile is calculated which presented by itself the index of refraction in the system of reference with the origin positioned at the centre of symmetry of lens. The numerical algorithm and software package are developed for numerical solution of the problem. The numerical results for test example are presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986