

УДК 583.5

Метод определения площади функциональной маски для вакуумной асферизации

Б. Н. Сеник

ФНПЦ «ОАО "Красногорский завод им. С. А. Зверева"»,
г. Красногорск, Московская обл., Россия

Качество оптических и конструкционных покрытий во многом зависит от нанесения расчетных толщин слоев по всей площади оптических элементов. Предложен метод определения площади функциональной маски, используемый в качестве инструмента в технологии вакуумной асферизации.

Современные интерференционные покрытия на оптических деталях должны обладать требуемыми оптическими характеристиками, распределенными определенным образом по поверхности. Оптические свойства интерференционных покрытий на плоских поверхностях зависят в первую очередь от толщины слоев, составляющих покрытие и, соответственно, от их распределения по поверхности подложки. Функция распределения толщины слоев покрытия зависит от взаимного расположения покрываемой поверхности и испарителя, их геометрической формы и эмиссионных характеристик испарителя. Согласно общим представлениям о нанесении пленок испарением в вакууме [1—3], эта функция должна быть гладкой, и, соответственно, оптические свойства покрытия также должны плавным образом изменяться вдоль поверхности. Гладкости распределения толщины пленок по поверхности подложек при конденсации из молекулярных пучков добиваются постоянством скорости испарения и равномерным движением подложек в вакуумной камере [4, 5] или движением испарителя [6].

При решении задач вакуумной асферизации распределение толщины пленки по поверхности подложки имеет первостепенное значение, так как это распределение характеризует форму поверхности оптического элемента, что и является основной функцией такой пленки. Вопросам распределения толщины слоя при его нанесении испарением материалов в вакууме посвящено достаточно много работ [5—8], но в большинстве работ рассматривалась только возможность получения равномерного значения распределения толщины в заданной точке поверхности или довольно слабой неравномерности для возможности изменения свойств интерференционного покрытия. Решение задач вакуумной асферизации требует получения пленок с распределением, обеспечивающим получение больших градиентов по толщине, так как именно этот градиент и обеспечивает получение поверхности заданной формы.

Общее выражение для толщины слоя конденсата на поверхности подложки можно записать в виде

$$h = \int_0^{\tau} dt \iint_S \frac{f(t, x, y) \cos \gamma}{\pi r L^2} F(t, x, y, \vartheta) dx dy, \quad (1)$$

- где h — толщина слоя, полученная в заданной точке приемной поверхности на расстоянии L от испарителя;
 $f(t, x, y)$ — скорость испарения с элемента испарительной поверхности площади S ;
 $\vartheta(t, x, y)$ — угол между направлением испарения и нормалью к испарителю в заданной точке с координатами x, y ;
 γ — угол между нормалью к приемной поверхности и направлением испарения;
 ρ — плотность материала пленки;
 τ — время нанесения пленки;
 $F(t, x, y, \vartheta)$ — диаграмма направленности в точке испарителя с координатами x, y в момент времени t , являющаяся характеристикой технологического процесса, связанная с образованием кратера при испарении [7], что показано на рис. 1 [9], и получаемая из данных эксперимента.

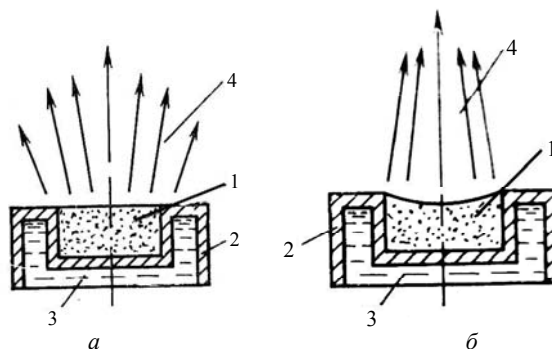


Рис. 1. Варианты испарения:

a — с плоской поверхности; b — с неплоской поверхности испарения; 1 — испаряемый материал; 2 — тигель; 3 — жидкость, охлаждающая тигель; 4 — направление движения паров

Диаграмма направленности может быть характеризована выражением

$$\cos \vartheta \sum_{n=0}^k f_n(t) \cos^n \vartheta, \quad (2)$$

где зависящие от времени коэффициенты позволяют учесть изменение диаграммы направленности во времени, т. е. характеризуют технологический процесс нанесения.

Интегрирование в (1) проводится по поверхности испарителя. Так как размеры испарителя обычно малы по сравнению со всеми остальными размерами задачи, то можно использовать среднее значение диаграммы направленности. Погрешность в этом случае оказывается малой. В (2) можно просто ограничиться одним членом и считать, что диаграмма направленности есть просто $\cos^n \vartheta$ [7]. Это оправдано в том плане, что основные изменения диаграммы направленности происходят при больших углах ϑ , а существенными для процесса образования покрытия являются малые углы. При этом следует отметить, что представление данных эксперимента в виде степени косинуса угла испарения приводит в ряде случаев к эффективным дробным степеням.

Скорость испарения в равновесном режиме с единицы поверхности испарителя определяется выражением

$$\frac{dM}{dt} = p^* \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}}, \quad (3)$$

где M — молекулярная масса испаряемого материала;

p^* — давление насыщающих паров при температуре испарителя T ;

k — постоянная Больцмана.

Если масса измеряется в граммах, давление — в мм рт. ст., то скорость испарения равна [10]

$$\frac{dM}{dt} = 5,834 \cdot 10^{-2} p^* \sqrt{\frac{M}{T}}, \quad \text{г/см}^2 \cdot \text{с}^{-1}.$$

После деления этого выражения на плотность материала ρ получаем скорость испарения в см/с^{-1} или Å/с^{-1} , что более принято в практике нанесения покрытий. Выражения (1)—(3) справедливы для высокого вакуума, когда длина свободного пробега испаренной молекулы больше всех характерных размеров задачи и при температурах ниже температуры кипения, т. е. когда давление насыщающих паров порядка 10^{-2} мм рт. ст. Как правило, всегда при получении покрытий любого назначения стремятся сохранить скорость испарения постоянной во времени. Это упрощает расчет распределения конденсата на приемной поверхности и, кроме того, приводит к воспроизводимости результатов эксперимента.

Для определения угла между нормалью к поверхности конденсации и направлением движения паров от испарителя необходимо уточнять форму поверхности конденсации. Для целей асферизации эта поверхность должна иметь сферическую форму. В этом случае общая геометрия получения покрытия представлена на рис. 2. Случай *a* на рис. 2 соответствует нанесению покрытия на вогнутую сферическую поверхность, а *б* — на выпуклую. Углы γ для этих случаев различаются и зависят от положения точки конденсации на поверхности. В основной массе работ рассматривался наиболее простой случай плоской поверхности конденсации, для которого $\gamma = \vartheta$. Это промежуточный вариант между *a* и *б* и достигается при стремлении радиуса кривизны поверхности к бесконечности. Естественно, для плоской поверхности отсутствует зависимость угла γ от координат точки на поверхности и строго соблюдается указанное выше равенство $\gamma = \vartheta$. В этом случае вычисление интеграла в (1) упрощается.

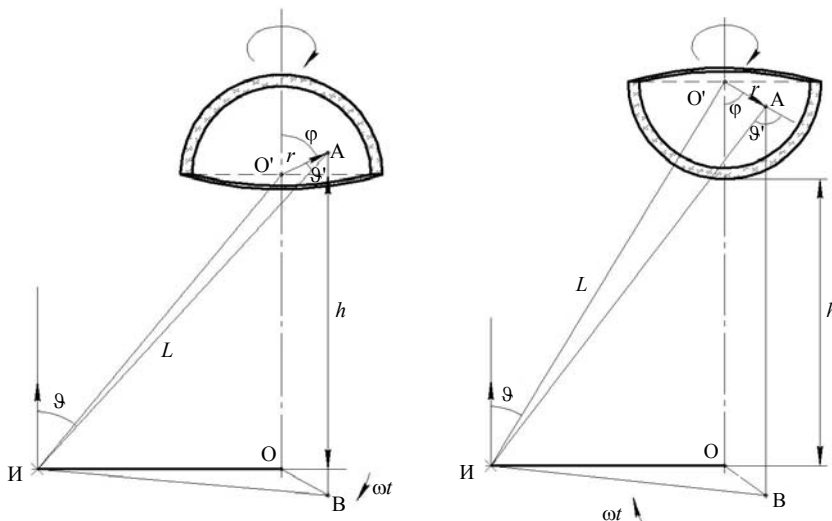


Рис. 2. Представление нанесения покрытия на внутреннюю (а) и внешнюю (б) сферическую поверхность:

И — испаритель; О — центр сферы;
 r — радиус сферы; φ — полярный угол, определяющий положение точки на сфере;
 ω — угловая скорость вращения сферы вокруг оси ОО

a

Вычисление угла γ проводится при рассмотрении треугольника ИО'А. Длины всех его сторон известны, и угол γ находится по теореме косинусов. При этом для случая *a* находится именно угол γ , а для *б* — дополнительный к нему, так как нормаль к поверхности в этом случае направлена в противоположную сторону.

Вращение сферической поверхности вокруг оси ОО' позволяет усреднить значение толщины конденсируемого покрытия по радиусу окружности на рассматриваемой поверхности, перпендикулярной оси вращения.

Окончательное выражение для толщины пленки, сформированной на осесимметричной поверхности подложки, совершающей вращение вокруг оси, может быть получено при подстановке всех значений в (1). Предположим, что расстояние испарителя от оси вращения детали равно d , радиус кривизны детали положим равным R , высота расположения детали над плоскостью испарителя равна H . Полярный угол φ определяет координату на поверхности детали, ωt — угол поворота детали за счет вращения в момент времени t . Тогда расстояние от испарителя до рассматриваемой точки на внутренней поверхности детали будет определяться из выражения

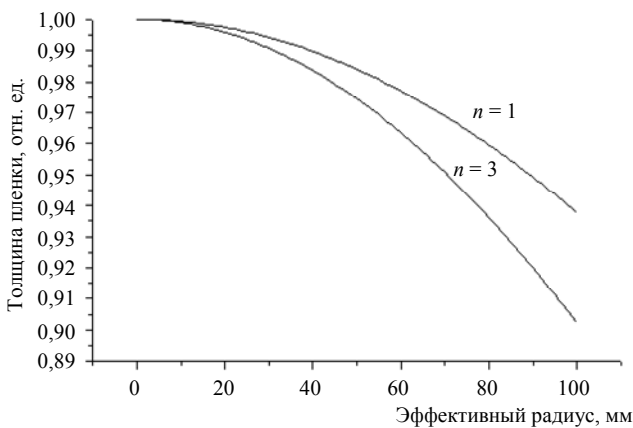
$$L^2 = d^2 + H^2 + R^2 + 2HR \cos \varphi + 2dR \sin \varphi \cos \omega t. \quad (4)$$

Диаграмма направленности [7] может быть записана как $\cos^n \vartheta$, где n параметр, а угол ϑ определяется из соотношения

$$\cos \vartheta = \frac{H + R \cos \varphi}{L}. \quad (5)$$

Угол между направлением испарения и нормалью в данной точке поверхности определяется как

$$\cos \gamma = \frac{R + H \cos \varphi + d \sin \varphi \cos \omega t}{L}. \quad (6)$$



a

б

Для покрытия на наружной поверхности вместо (4)—(6) получим

$$L^2 = d^2 + H^2 + 2R(R + H)(1 - \cos \varphi) + 2dR \sin \varphi \cos \omega t; \quad (4a)$$

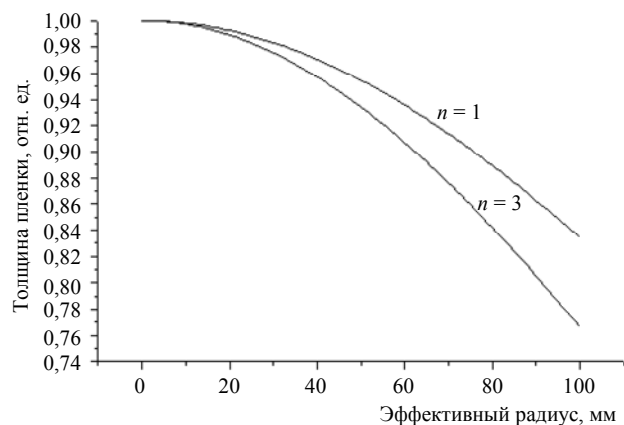
$$\cos \vartheta = \frac{H + R(1 - \cos \varphi)}{L}; \quad (5a)$$

$$\cos \gamma = \frac{(R + H) \cos \varphi - R - 2d \sin \varphi \cos \omega t}{L}. \quad (6a)$$

Случаю $\cos \gamma < 0$ соответствует затенение рассматриваемой точки поверхности, и слой в эти моменты времени не образуется. Это означает, что для отрицательных значений $\cos \gamma$ подынтегральное выражение в (1) должно полагаться нулем. Подставляя (4)—(6) или (4a) — (6a) в (1) и вынося все постоянные за знак интеграла, получим определение толщины в относительных единицах (нормирование на максимум), зависящее от эффективного радиуса окружности на поверхности детали

$$h(r) = c \int_0^{\tau} \frac{\cos^n \vartheta \cdot \cos \gamma}{L^{n+3}} dt. \quad (7)$$

Выполняя интегрирование с учетом замечаний относительно знака $\cos \gamma$, получим правильное качественное значение толщины пленки на поверхности детали. Качественное оно потому, что в этом выражении не учитывается ряд факторов (например, коэффициент конденсации и температура подложки), но учет этих факторов, по видимому, возможен только экспериментально, при этом ход изменения толщины по выбранной координате существенно не изменится, а конкретное значение толщины в каждой точке может измениться. Вид распределения толщины на сфере, полученный при расчетах по (7), приводится на рис. 3, *a—б*.



б

Рис. 3. Распределение толщины пленки:

a — на вогнутой поверхности сферической подложки; b — на выпуклой поверхности сферической подложки

При проведении расчета использовались следующие значения параметров: расстояние испарителя до оси вращения подложки $d = 50$ мм, высота подложки над плоскостью испарителя $H = 400$ мм, радиус кривизны детали $R = 1000$ мм, максимальный диаметр детали 200 мм, показатель степени для диаграммы направленности испарителя $n = 1$ и $n = 3$. Эти же значения параметров были использованы при расчете распределения толщины пленки на выпуклой поверхности сферической детали (см. рис. 3, б).

Из рис. 3 следует, что влияние диаграммы направленности на распределение толщины пленки очень велико. Эта величина, однако, может быть получена только из эксперимента, так как зависит от материала получаемой пленки и технологических условий при ее получении.

В литературе рассматривается в основном получение равномерных покрытий с постоянной толщиной пленки на всей поверхности оптической детали. Это естественным образом связано с тем, что рассматривалось получение интерференционных покрытий, для которых требование равномерности покрытия является основным. Для получения равнотолщинных покрытий на подложках со сферической формой поверхности в настоящее время используются два метода:

оптимизации расположения узлов подколпачных устройств [5—25];

трансформации эмиссионных характеристик источника испарения с помощью экранирующих масок [26—31].

Первый метод заключается в нахождении оптимального положения испарителя относительно подложки. Расчет толщины пленки, получаемой первым методом, приведен в работах [5—25]. Второй метод [26—31] предусматривает использование корректирующих масок наряду с оптимальным расположением испарителя и размещением покрываемой детали.

Для нанесения покрытия на сферическую поверхность обтекателя, имеющего большие размеры, использовать планетарное устройство, в котором происходит вращение приемной поверхности с одновременным движением по окружности, не представляется возможным. Возможно только вращение обтекателя вокруг оси при нанесении покрытия. В этой ситуации необходимо использовать оба метода повышения равномерности покрытия. В цитированных работах задача о нанесении равномерного интерференционного покрытия на полусферу не решалась. Рассматривались поверхности с большими радиусами кривизны, кото-

рые не очень сильно отличаются от плоскости. В случаях же полной поверхности (в частности, в работах Ф. Д. Путиловского) задача нанесения интерференционного покрытия не ставилась, а рассматривалось нанесение металлических пленок. В этом случае требования к равномерности покрытия значительно слабее.

Представленные рисунки показывают, что для получения равномерных покрытий на сферической поверхности необходимо использовать маски, позволяющие деформировать диаграмму направленности испарителя. Кроме того, следует отметить, что представленные выражения (6) и (6а) прямо указывают на то, что нанесение равномерного покрытия на внутреннюю и внешнюю поверхности сферической детали без соответствующей деформации диаграммы направленности невозможно из-за изменения угла падения паров на покрываемую поверхность и возможных затенений. Построение масок по данным рис. 3 является относительно простой задачей, решение которой предложено в [30—32]. Реально работающие маски рассчитываются по распределению, полученному экспериментально и учитывающему все факторы, которые могут его изменить.

Для учета наличия маски можно использовать уравнение (1) или (7) после его модификации

$$h(r) = c \int_0^{\tau} \frac{\cos^n \vartheta \cdot \cos \gamma}{L^{n+3}} F(\vartheta, r, t) dt, \quad (8)$$

где $F(\vartheta, r, t)$ — функция деформации диаграммы направленности испарителя, позволяющая потребовать выполнения равенства

$$h(r) = \text{const}$$

или заданного распределения толщины пленки.

Уравнение (8) относительно функции $F(\vartheta, r, t)$ есть уравнение Фредгольма 1-го рода, а сама функция $F(\vartheta, r, t)$ описывает затенение покрываемой поверхности маской при нанесении покрытия. Решение уравнения Фредгольма, т. е. нахождение функции $F(\vartheta, r, t)$ по заданному распределению $h(r)$, изложено, например, в [33]. При малых скоростях испарения можно, однако, упростить это решение. Мы учитываем то обстоятельство, что маска вращается с угловой скоростью, большей ω , в сторону, противоположную вращению покрываемой детали, а за один полный оборот подложки приращение пленки мало. Это означает, что относительная скорость вращения маски велика, и можно, используя теорему о среднем, вынести

среднее значение функции $F(r, t)$ за знак интеграла. Тогда получаем

$$h(r) = F(r) c \int_0^\tau \frac{\cos^n \vartheta \cdot \cos \gamma}{L^{n+3}} dt, \quad (9)$$

где $F(r)$ — площадь маски на радиусе r .

Из (9) немедленно получается распределение площади маски, перекрывающей поток паров на покрываемую поверхность, при заданном распределении $h(r)$. Конкретная форма маски при этом остается произвольной, так как не имеет принципиального значения. На рис. 4, а, б показаны необходимые распределения площадей маски для получения равномерных слоев в случаях, указанных выше. Так же, как и на рис. 3, форма маски сильно зависит от диаграммы направленности испарителя. Это необходимо учитывать при проектировании маски для конкретных применений. Маску удобно делать симметричной, т. е. состоящей из нескольких лепестков. В этом случае суммарная площадь лепестков должна совпадать с найденным решением.

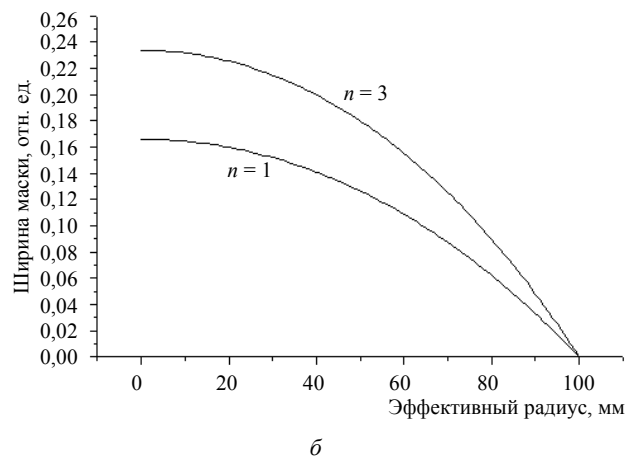
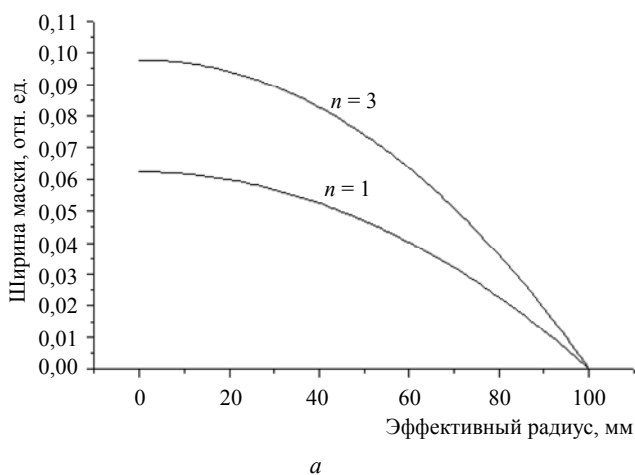


Рис. 4. Необходимая площадь маски для получения равномерного покрытия:

а — на внутренней стороне сферической детали;
б — на внешней стороне сферической детали

Заключение

Из представленных результатов следует, что изготовить маску для всех случаев жизни невозможно. Маска должна проектироваться для каждой конкретной ситуации использования. Проектированию маски должна предшествовать разработка технологии изготовления требуемого покрытия с учетом диаграммы направленности испарителей.

Литература

1. Холлэнд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. — М.: Госэнергоиздат, 1963. — 606 с.
2. Данилин Б. С. Вакуумное нанесение тонких пленок. — М.: Энергия, 1967. — 32 с.
3. Данилин Б. С. Получение тонкопленочных элементов микросхем. — М.: Энергия, 1977. — 136 с.
4. Стронг Д. Техника физического эксперимента. — Л.: Лениздат, 1948. — 662 с.
5. Ковалев Л. К. Осаждение конденсата на поверхность подвижного держателя образцов при некосинусоидальном законе распределения// ОМП. 1984. № 3. С. 34—37
6. Абуков А. А., Ермолаев Ю. П., Несмелов Е. А. Равномерность пленок на больших поверхностях осаждения при подвижном испарителе: Тез. докл. на науч.-техн. конф. по микроэлектронике. — Казань, 1975. С. 56—57.
7. Сабиров Р. С. Диаграмма направленности электронно-лучевого испарителя при испарении тугоплавких окислов// ОМП. 1984. № 8. С. 36—38.
8. Чжон Суп Ким, Путилин Э. С. Формирование толщины слоев вакуумным испарением// Оптический журнал. 1998. Т. 65. № 10. С. 108—112.
9. Ковалев Л. К. Вакуумное оборудование для производства тонкопленочных структур квантовой электроники// Обзоры по электронной технике. Сер. 11. 1982. Вып. 2 (886).
10. Глэнг Р. Изготовление тонких пленок// Сб. Технология тонких пленок. Т. 1/ Под ред. Л. Майссела Р. Глэнга. — М.: Сов. радио, 1977.
11. Дробот А. Д., Егоров В. Н. и др. Оптимизация условий напыления оптических покрытий// ОМП. 1981. № 8. С. 53—67.
12. Пантелеев Г. В., Ямпольский В. И., Егоров В. Н. Оптимизация условий напыления однородных по толщине пленок// Там же. 1978. № 2. С. 37—39.
13. Ковалев В. Н., Хомякова Ф. Т., Гариков А. В. Расчет толщины слоя конденсата при нанесении покрытий в вакууме// Там же. 1981. № 10. С. 45—48.
14. Большанин А. Ф. и др. Формирование пленок постоянной толщины на осесимметричной подложке// Там же. 1978. № 3.
15. Путиловский Ф. Д., Шнейдер И. Г. Теоретическое рассмотрение распределения конденсата паров веществ по выпуклой сферической поверхности// Сб. Физика и техника вакуума. — Казань, 1974. С. 125—130.
16. Путиловский Ф. Д., Шнейдер И. Г. Получение равномерных пленочных покрытий на выпуклых сферических поверхностях// Там же. С. 130—137.
17. Путиловский Ф. Д., Шнейдер И. Г. К вопросу о законе распределения потока пара из источника// Там же. С. 137—141.
18. Путиловский Ф. Д., Шнейдер И. Г. Обобщенная формула определения толщины покрытия в произвольной точке выпуклой сферической поверхности// Там же. С. 142—145.
19. Путиловский Ф. Д., Шнейдер И. Г. Влияние положения испарителя на степень равномерности пленки и коэффици-

цент использования материала при напылении наружных сферических поверхностей// Там же. С. 145—152.

20. Холодов В. М., Трофимова Ж. П., Петлицкая Я. В., Тютюма С. А., Демидович Т. И. Исследование равномерности распределения конденсата на поверхности сферической детали различной кривизны// ОМП. 1988. № 4. С. 47—49.

21. Горелик Г. Е., Демидович Т. И., Лейцина В. Г., Трофимова Ж. П., Холодов В. М. Распределение конденсата на поверхности сферических деталей, совершающих сложное движение в вакуумной камере// Там же. № 11. С. 29—32.

22. Костюченко И. Г., Повещенко В. П., Понкратов В. В., Трофимова Ж. П., Тютюма С. А., Холодов В. М. Расчет распределения конденсата по приемной поверхности сложной формы// Там же. 1984. № 10. С. 36—39.

23. Ковалев Л. К. Осаждение конденсата на поверхность подвижного держателя образцов при некосинусоидальном законе распределения// Там же. № 3. С. 34—36.

24. Иванова Г. Е., Корбан В. Н., Трояк Б. Д., Фролова Т. В. Определение характера распределения конденсата по поверхности деталей при вакуумном напылении// Там же. 1987. № 6. С. 41—45.

25. Голубева Г. И. и др. Изготовление вакуумным методом интерференционных многослойных фильтров на неплоских поверхностях// Там же. 1968. № 11. С. 58—60.

26. Большанин А. Ф. и др. Вакуумное осаждение пленок из плоского испарителя больших размеров// Межвузовский

сб. Прогрессивные методы изготовления и контроля современных оптических и оптико-электронных приборов. — Новосибирск, 1982. С. 62—69.

27. Patent 4, 380,212, US Apr. 19. 1983.

28. А.с. 159459 от 4.08.80 г.

29. Трофимова Ж. П., Холодов В. М., Демидович Т. И., Петлицкая Я. В., Савченко А. В. Анализ распределения конденсата и выбор корректирующих масок для получения равномерных по толщине оптических покрытий// ОМП. 1987. № 6. С. 30—32.

30. Усоскин А. И. Корректирующие диафрагмы для повышения равномерности толщины вакуумных покрытий// Там же. 1984. № 8. С. 33—36.

31. Абзалова Г. И., Сабиров Р. С., Михайлов А. В. Нанесение равномерных по толщине покрытий на большие поверхности методом электронно-лучевого испарения в вакууме// Оптический журнал. 2005. Т. 72. № 10. С. 76—78.

32. Берднт К. Г. Методы контроля и измерения толщины пленок и способы получения пленок, однородных по толщине// Сб. "Физика тонких пленок". Т. 3/Под ред. Г. Хасса и Р. Э. Туна. — М.: Мир, 1968. С. 7—57.

33. Краснов М. Л., Киселев А. И., Макаренко Г. И. Интегральные уравнения. — М.: Наука, 1976.

Статья поступила в редакцию 25 декабря 2006 г.

The method of definition of the area of a functional mask for vacuum aspherezation

B. N. Senik

JSC "Krasnogorsky Zavod", Krasnogorsk, Moscow region, Russia

The quality of optical and constructional coverings in many respects depends on drawing rated thickness of layers on all area of optical elements. The method of definition of the area of the functional mask, used as the tool in technology vacuum aspherezation is offered for consideration.

УДК 535.2

Применение кристаллов в перспективных разработках гиперспектральных оптических систем

Б. Н. Сенник

ФНПЦ ОАО "Красногорский завод им. С. А. Зверева", г. Красногорск, Московская обл., Россия

Рассмотрена возможность разработок гиперспектральных оптических систем на базе использования оптических кристаллов с широким спектральным диапазоном пропускания в целях создания оптико-электронных систем с повышенной информативностью и уменьшенными массогабаритными характеристиками.

Одна из актуальных задач сегодняшнего дня — решение ряда технических задач, связанных с расширением возможностей оптико-электронных систем и комплексов, а именно возможность од-

новременного функционирования в видимом- и ИК-диапазонах, что очень важно для изделий как специального, так и гражданского назначения (повышение информативности и обеспечение более

широких эксплуатационных характеристик изделий).

Некоторые оптические кристаллы (сульфид цинка, селенид цинка, хлористый калий, хлористый натрий) обладают расширенным спектраль