

## **Измерение показателей преломления диэлектрических подложек с помощью фотоиндуцированных периодических структур**

### **Введение**

В оптике давно разработаны и успешно используются различные методы измерений показателей преломления. Для точных измерений показателей преломления жидких и твердых веществ чаще всего применяют рефрактометры, действие которых основано на измерении критического угла при полном внутреннем отражении. Другие методы используют интерференцию света, Френелевское отражение, измерения угла Брюстера, эффект исчезновения границ образца в иммерсионной жидкости, измерения оптической толщины образца с помощью микроскопа. Как правило, при любом способе измерений образец требует предварительной подготовки. В случае твердых тел часто необходимо приготавливать плоскую полированную поверхность или изготавливать полированные плоскопараллельные пластинки довольно большого размера. Каждый метод имеет также ограничения на величину измеряемого показателя преломления. Например, в большинстве рефрактометров верхний предел измеряемых  $n$  составляет величину примерно 1,81 [1]. Этот предел обусловлен показателем преломления контактной жидкости, с помощью которой обеспечивается оптический контакт образца с измерительной призмой. Более детальный анализ показывает, что не существует универсальных методов, которые позволяли бы измерять  $n$  в широком интервале значений от 1,3 до 2,5 и при минимальных усилиях по подготовке образца к измерениям.

Можно привести примеры, которые показывают, что состояние образца и величина  $n$  приводят к существенным трудностям, а иногда и к невозможности измерений. С такими случаями нередко приходится сталкиваться в минералогии, петрографии, геммологии. Так, в петрографии может возникнуть задача измерений  $n$  мелких вкраплений с естественной кристаллической огранкой в необработанных камнях или на полированных петрографических шлифах. У геммологов, работающих с драгоценными камнями [62], могут возникнуть существенные трудности при идентификации по  $n$  камней, особенно мелких, которые по какой-либо причине нельзя освободить из оправы. Трудности в измерениях  $n$  возникают также при неплоской поверхности образца, и при наличии в образце слабого поглощения или рассеяния света.

### **Возможности, измерений с помощью ПС**

Оказывается, что перечисленные выше препятствия для измерений  $n$  можно в значительной мере преодолеть, если использовать для измерений фотоиндуцированные периодические структуры (ПС) в тонкой светочувствительной пленке. Для измерений показателя преломления  $n_2$  диэлектрической подложки лучше всего подходит случай, когда ПС формируется предельной ТЕ модой с  $\beta = k \cdot n_2 = 2\pi \cdot \lambda_0^{-1} \cdot n_2$  [2]. В этом случае период ПС зависит только от  $n_2$  и длины волны  $\lambda_0$  индуцирующего ПС светового пучка и, связан с этими величинами простой формулой:

$$d = \lambda_0 \cdot n_2^{-1} \quad (1)$$

Рассмотрим случай, когда  $\lambda_0 = 633$  нм (источник излучения — He–Ne лазер типа ЛГ-79-1). Светочувствительной пленкой, в которой формируются ПС под действием лазерного пучка, является пленка AgCl–Ag. Показатель преломления  $n$  AgCl для указанной  $\lambda_0$  равен 2,06 [4]. При формировании ПС до насыщения это же  $n$  имеет и пленка AgCl–Ag [5]. При напылении пленки на диэлектрическую подложку с показателем преломления  $n_2$  и при условии, что второй средой, с которой граничит пленка, является воздух ( $n_1 = 1$ ), возможны два случая:  $n > n_2$  и  $n < n_2$ . В первом случае пленка является волноводом, во втором — волноводные моды в пленке существовать не могут из-за отсутствия условий для полного внутреннего отражения на границе с подложкой.

Вначале сделаем анализ волноводного случая. ПС преимущественно развиваются на  $TE_m$  модах, поэтому будем рассматривать моды только этого типа. Волноводные  $TE_m$  моды с  $\beta = k n_2$  возбуждаются только тогда, когда толщина пленки  $h$  точно равна толщине отсечки  $h_m$  для моды с индексом  $m$ . В то же время эксперименты показывают, что ПС могут формироваться и на излучательной  $TE$  моде с таким же значением  $\beta$ . Образование ПС на излучательной моде возможно при  $h < h_m$ , но близких к  $h_m$ . Однако дифракционная эффективность таких ПС не велика или они вообще не образуются из-за преимущества, которое имеют в своем развитии ПС на волноводных модах более низких порядков. Если же толщина пленки  $h$  меньше толщины отсечки  $h_0$  волноводной  $TE_0$  моды, то ПС образуется только на предельной излучательной моде с  $\beta = k n_2$ . Именно этот случай лучше всего подходит для измерений  $n_2$ .

Эксперименты показали, что и в неволноводной ситуации, когда  $n < n_2$ , также образуются ПС на моде с  $\beta = k n_2$  [3]. В этом случае в непрерывном спектре излучательных мод можно выделить моды подложки, для которых  $\beta$  заключено в пределах  $k n_2 \geq \beta \geq k n$ . Поле этих мод имеет гармонический характер в подложке и затухает в пленке по направлению нормали к границе раздела. Интересующая нас мода является предельной для указанного интервала, направлена вдоль границы и воздействует на пленку затухающей частью своего поля. Глубина проникновения световой волны внутрь пленки  $\delta = q^{-1}$  находится из соотношения  $q^2 = \beta^2 - k^2 n^2$ . Для  $\beta = k n_2$  получаем:

$$\delta = \lambda_0 \cdot (2\pi)^{-1} \cdot (n_2^2 - n^2)^{-1/2} \quad (2)$$

Глубина проникновения  $\delta$  определяет допустимую толщину пленки  $h$  для формирования необходимой ПС. Эксперименты показали, что ПС на предельной моде образуются при  $h$  вплоть до значений  $h \approx 2\delta$ , но оптимальная толщина для их образования соответствует  $\delta$  [3]. Толщина пленки не должна превосходить  $2\delta$ , т.к. при  $h > 2\delta$  формируются ПС на квазиволноводных модах.

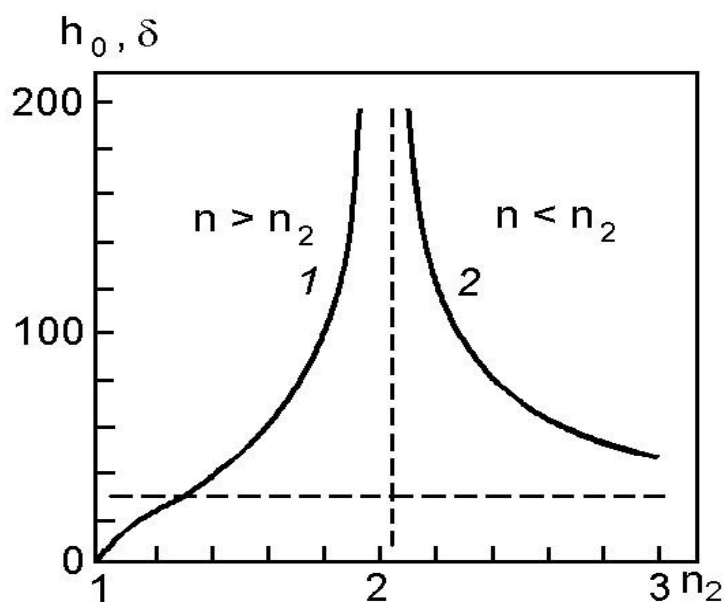


Рис. 34. Зависимость толщины  $h_0$  отсечки волноводной ТЕ0-моды (1) и глубины  $\delta$  проникновения в пленку предельной излучательной моды подложки (2) от показателя преломления  $n_2$  подложек.

На рис. 1 показаны зависимости толщины отсечки  $h_0$  (величины  $\delta$  от показателя преломления подложки  $n_2$  для  $\lambda_0 = 633$  нм,  $n = 2,06$ ,  $n_1 = 1$ . Кривая 1 дает зависимость  $h_0(n_2)$ , кривая 2 — зависимость  $\delta(n_2)$ . Вертикальная штриховая линия соответствует значению  $n_2 = n = 2,06$  для AgCl, и разделяет области существования волноводных мод (слева) и излучательных мод (справа). Горизонтальная штриховая линия соответствует толщине пленки 30 нм. Графики показывают, что при  $h \leq 30$  нм ПС на предельной моде будут формироваться для любых подложек с  $n_2 \geq 1,3$ . Интересно, что по мере приближения  $n_2$  к  $n$  допустимые значения  $h$  быстро увеличиваются.

Важным фактом для использования в измерениях  $n_2$  ПС, сформированной на предельной излучательной моде, является малая ширина дифракционного рефлекса от такой ПС. Действительно, для волноводных мод  $\beta$  зависит от  $n$  пленки AgCl–Ag. Индуцирование ПС производится лазерным пучком гауссовой формы с максимумом интенсивности в центре пучка и экспоненциальным ее уменьшением от центра к краям. Такое распределение интенсивности в пучке приводит к существенному различию в экспозициях в пределах облучаемого пятна. Показатель преломления пленки AgCl–Ag изменяется в процессе облучения, но различие в экспозициях приводит и к различиям в  $n$  в разных точках пятна. Разброс в  $n$  приводит к разбросу в периоде  $d$  формируемой в этом пятне ПС и к уширению дифракционного рефлекса по углам дифракции. В отличие от волноводных мод  $\beta$  предельной излучательной моды не зависит от  $n$  пленки, а определяется только постоянными величинами  $\lambda_0$  и  $n_2$ . Поэтому  $d$  ПС, сформированной на предельной моде, не зависит от экспозиции и ширина дифракционного рефлекса не превышает эффективной ширины Гауссова пучка. Малая ширина дифракционного рефлекса позволяет точно измерять угол дифракции, а также является хорошим признаком того, что ПС сформирована именно предельной модой. Если измерения  $n_2$  проводятся на образце в виде

плоскопараллельной пластинки с торцами подходящего оптического качества, то контроль за развитием такой ПС можно проводить по возникновению боковых пучков дифракции (см. лаб. III.5).

### **Выполнение эксперимента**

Итак, для измерений  $n_2$  следует использовать ПС, сформированную предельной излучательной модой. При отсутствии даже ориентировочных данных о возможном значении показателя преломления исследуемого образца следует исходить из того факта, что в природе не встречаются твердые диэлектрики с  $n_2 < 1,3$ . Тогда, как видно из рис. 1, на поверхность образца необходимо нанести пленку AgCl с  $h < 30$  нм и покрыть ее слоем Ag с  $h \leq 10$  нм. После этого образец с пленкой облучают при нормальном падении по схеме рис. 3 линейно поляризованным пучком с  $\lambda_0 = 633$  нм от He–Ne лазера. При благоприятных условиях за развитием ПС следят по появлению на экране характерной для ПС на предельной моде картины малоуглового рассеяния. После развития малоуглового рассеяния до насыщения приступают к измерениям.

Рассмотрим наиболее простой случай, когда  $n_2$  меньше показателя преломления  $n$  пленки AgCl ( $n = 2,06$ ). Тогда дифракцию можно наблюдать в свете той же длины волны  $\lambda_0$ . Для измерений экспонированный образец на гониометре поворачивают на такой угол, чтобы вывести на экран узкий серповидный дифракционный рефлекс, далее направляют среднюю часть рефлекса точно навстречу падающему пучку и отсчитывают соответствующий этому положению угол падения  $\varphi$ . Для расчетов используют формулы  $d = \lambda_0 \times (2 \times \sin \varphi)^{-1}$  (3) и (1), из которых следует, что искомое значение  $n_2$  равно:

$$n_2 = 2 \cdot \sin \varphi \quad (4)$$

При измерении углов на простых гониометрах с точностью  $0,1^\circ$  ошибка в измерении  $n_2$  не превысит  $0,003$ , что вполне удовлетворяет требованиям многих практически важных задач, для решения которых необходимо знать показатель преломления образца. В случаях, когда  $n_2 > n$  измерения  $d$  выполняют в автоколлимационных условиях с помощью лазерного пучка с  $\lambda < \lambda_0$ . В этом случае  $n_2$  рассчитывается по формуле  $n_2 = 2\lambda_0 \cdot \lambda^{-1} \cdot \sin \varphi$ .

Для учебных целей можно рекомендовать измерения для плоскопараллельной стеклянной подложки из стекла типа К-8 ( $n_2 = 1,515$  для  $\lambda_0 = 633$  нм). Интересны также измерения показателя преломления какого-либо камня, находящегося в оправе ювелирного изделия, с целью проверки его принадлежности к числу драгоценных [1]. При этом не следует опасаться испортить камень, поскольку нанесенная на него пленка легко удаляется тканью, слегка увлажненной в стандартном фотофиксаже и затем водой.

Другая возможность для измерения  $n_2$  связана с использованием формулы  $d_m = \lambda_0 \times (\sin \varphi + n_2)^{-1}$  (5). В этом случае измерения основаны на наблюдении пучка дифракции, выходящего в торец образца–подложки. Поэтому он пригоден только для плоских образцов с торцами подходящего оптического качества. Однако в случае, когда измеряемый показатель преломления меньше показателя преломления AgCl, можно использовать пленку AgCl–Ag волноводной толщины.

Лучше всего выбирать толщину, соответствующую формированию ПС на волноводной  $TE_0$ -моды. Для  $\lambda_0 = 633$  нм и  $n_2 \approx 1,5$  наиболее подходящими являются толщины  $50 \text{ нм} < h < 120 \text{ нм}$ . Таким образом, в этом методе толщина может варьироваться в довольно широких пределах, а ПС на волноводной  $TE_0$ -моды обычно имеют более высокую дифракционную эффективность по сравнению с ПС на предельной моде. Для получения величины  $n_2$ , как отмечено в лаб. III.3, образец с пленкой AgCl–Ag облучают при нормальном падении линейно поляризованным лазерным пучком и формируют  $TE_0$ -ПС до стадии насыщения. Затем поворачивают образец на гониометре на такой угол, чтобы получить дифрагированный пучок, выходящий через торец образца, и измеряют этот угол  $\varphi$ . Далее образец поворачивают на еще больший угол, такой чтобы выполнить условие автоколлимации для пучка дифракции, измеряют соответствующий угол и по формуле (3) вычисляют значение периода  $d$  ПС. После этого из формулы (5) находят искомую величину  $n_2$ .

### **Заключение**

Таким образом, в рассмотренных экспериментах демонстрируется возможность применения фотоиндуцированных ПС для метрологических целей. При этом показано, что метод измерения показателей преломления диэлектрических образцов, основанный на использовании ПС, формируемых предельной направляемой модой, является достаточно универсальным и может использоваться во многих случаях, когда возникают затруднения в измерениях с помощью традиционных методик.

## Литература

1. Андерсон Б. Определение драгоценных камней. –М.:Мир, 1983. –458 с.
2. Агеев Л.А., Милославский В.К., Блоха В.Б. Способ измерения показателей преломления диэлектриков // Авт. свид. SU №1278688, А1. Оpubл. в БИ №47, 1986.
3. Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. Фотоиндуцированные периодические структуры в пленках AgCl–Ag, обусловленные излучательными TE–модами // Опт. и спектр. –1985. –59, №6. –С.1274–1280.
4. Акустические кристаллы / Под ред. Шаскольской М.П. –М.: Наука, 1982. – С.122.
5. Ageev L.A., Miloslavsky V.K. Photoinduced effects in light-sensltive films // Opt. Engineering. –1995. –34, <sup>1</sup>4. –P.960—972.