

Изучение дифракции света на дифракционных решетках малого периода

Введение

Дифракционные решетки (ДР) изготавливают двумя основными способами [6]. Первый из них состоит в нарезании решетки на зеркально полированной поверхности с помощью высокоточной делительной машины и алмазного резца. Технология изготовления нарезных решеток допускает наибольшую частоту штрихов $N = 2400 \text{ лин}\cdot\text{мм}^{-1}$. Такая частота дает период решетки $d = N^{-1} \approx 4,2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, который меньше средней длины волны $\lambda = 5,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ видимого спектра. Однако, эти решетки уникальны и существуют в единичных экземплярах. Гораздо легче изготавливаются, более распространены и доступны нарезные решетки с $N = 1200, 600$ и $300 \text{ лин}\cdot\text{мм}^{-1}$, а также снятые с них пластмассовые решетки-реплики. Решетка с $N = 1200 \text{ лин}\cdot\text{мм}^{-1}$ уже имеет $d \approx 8,3 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, что больше любой λ , из видимого диапазона.

Другой распространенный способ изготовления решеток — голографический. В простейшем случае для получения решетки используют два параллельных пучка от одного лазера. В области пересечения эти пучки создают интерференционную картину. В любом сечении, перпендикулярном к плоскости, в которой лежат взаимодействующие лучи, распределение интенсивности является синусоидальным. Интерференционная картина имеет вид чередующихся прямых полос, отвечающих максимумам и минимумам. Такую картину снимают на фотопластинку. После экспонирования, проявления и фиксирования на пластинке получается решетка в виде темных непрозрачных и светлых прозрачных прямых полос. ДР является амплитудной, т.к. образована за счет периодического изменения коэффициента поглощения в фотослое. Период решетки совпадает с периодом интерференционной картины и равен :

$$d = \lambda_0 \cdot [n^* \cdot (\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2)]^{-1} \quad (1)$$

где λ_0 — длина волны лазерного излучения; n^* — показатель преломления среды, из которой падают два пучка на фотослой; φ_1 и φ_2 — углы падения интерферирующих пучков на фотопластинку, находящуюся в оптическом контакте со средой с показателем преломления n^* . Из (1) видно, что d можно легко менять за счет изменения φ_1 , φ_2 и n^* . Даже при интерференции в воздухе, когда $n^* = 1$, нетрудно получить $d < \lambda_0$, например при $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi > 30^\circ$. Голографические решетки малого периода применяют в спектроскопии, для создания спектральных приборов высокой разрешающей силы, и в интегральной оптике, как элементы ввода-вывода волноводных мод.

Обычно в учебных экспериментах используют решетки с $N \geq 600 \text{ лин}\cdot\text{мм}^{-1}$. Однако, для более полного знакомства с дифракционными свойствами решеток желательно исследовать и решетки с $d < \lambda_0$. При этом важно иметь простой способ их приготовления. Такую возможность, как только что показано, дает голографический метод, но только при наличии хорошей голографической установки. Гораздо проще изготавливаются такие решетки в виде

фотоиндуцированных периодических структур (ПС) в пленках AgCl–Ag. В этом случае не нужна голографическая схема, т.к. ПС формируются одним лазерным пучком. Уместно будет здесь заметить, что с точки зрения голографии ПС являются шумовыми структурами [3,4]. При нормальном падении пучка на пленку и изменении толщины пленки h период d ПС легко изменяется в пределах, задаваемых соотношением $\lambda_0 \times n_2^{-1} \geq d > \lambda_0 \times n^{-1}$ (2). Несовершенство ПС как ДР, определяемое разбросом в направлении штрихов, является их недостатком по сравнению с голографическими, т.к. приводит к искажению формы дифрагированных пучков (рис. 1) по сравнению с формой узкого лазерного пучка. Но в учебных экспериментах это свойство ПС не является помехой и даже делает эксперимент более наглядным, т.к. позволяет легко отличать дифрагированные пучки от нулевых, из-за различия их формы. Еще одно преимущество ПС состоит в том, что при достаточно большой толщине пленки h одна ПС может содержать в себе несколько ДР с разными d (рис. 2). В настоящем описании в качестве учебной задачи как раз и предлагается исследовать дифракцию от таких ДР с целью измерения их периодов.

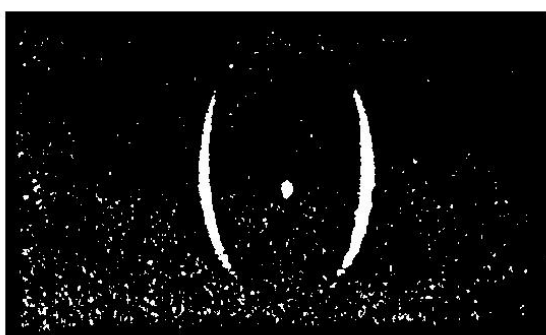


Рис. 1. Дугообразные световые пятна на экране от пучков дифракции на периодической структуре.

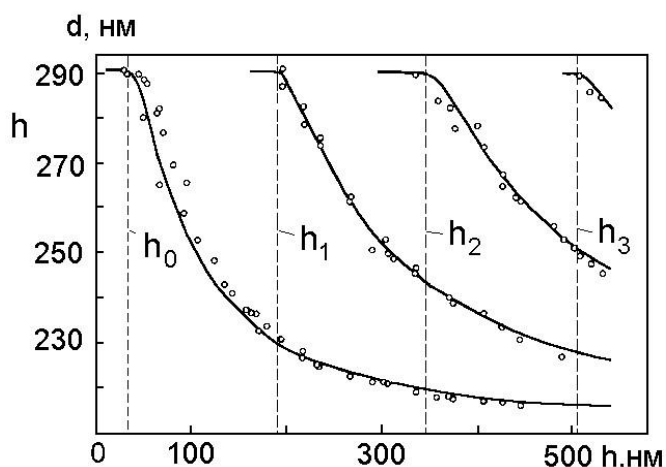


Рис. 2. Зависимости периодов структур от толщины пленки AgCl.

Обсуждение уравнения дифракции

Вопрос о дифракции света на ДР и возможностях измерения d заслуживает

подробного обсуждения. В общем случае, пригодном для прозрачных и отражательных решеток, уравнение дифракции имеет вид [5]:

$$d = (n^* \cdot \sin \phi_l - n_1 \cdot \sin \varphi) = l \cdot \lambda_0 \quad (3)$$

где ψ_l — угол дифракции; n^* — показатель преломления среды, в которой происходит дифракция; φ — угол падения параллельного пучка света с длиной волны λ_0 на ДР с периодом d в среде с показателем преломления n_1 ; $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — целые числа, определяющие дифрагированные пучки положительных и отрицательных порядков.

Рассмотрим дифракцию в проходящем и отраженном свете для плоской и тонкой решетки (рис. 3).

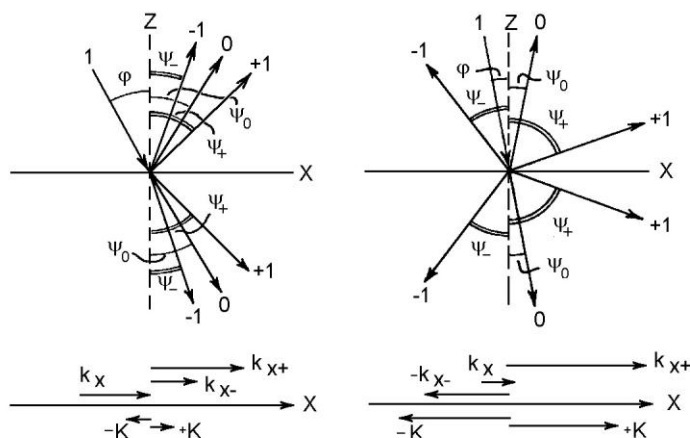


Рис. 3. Дифракция лучей в проходящем и отраженном свете с $\lambda_0 = 633$ нм на тонкой, плоской решетке; а — решетка 300 лин.мм^{-1} ; б — 1200 лин.мм^{-1} .

На рисунке ось X лежит в плоскости решетки и перпендикулярна ее штрихам. Положительное направление оси X совпадает с направлением компоненты \mathbf{k}_x волнового вектора падающей на решетку под углом φ световой волны ($|\mathbf{k}_x| = 2\pi \cdot \lambda_0^{-1} \cdot \sin \varphi$). Ось Z направлена по нормали к решетке и показана пунктиром. Для простоты положим, что $n^* = n_1 = 1$ и будем рассматривать дифрагированные лучи только нулевых и первых порядков, т.е. случай, когда $l = 0, \pm 1$. Тогда (3) можно записать в виде:

$$\sin \phi_l = l \cdot \lambda_0 \cdot d^{-1} + \sin \varphi \quad (4)$$

Умножив обе части (4) на 2π и разделив на λ_0 получаем уравнение дифракции, представленное в волновых векторах:

$$\mathbf{k}_{xl} = l \cdot \mathbf{K} + \mathbf{k}_x \quad (5)$$

где \mathbf{k}_{xl} — компоненты волновых векторов дифрагированных волн на оси X , $|\mathbf{k}_{xl}| = 2\pi \cdot \lambda_0^{-1} \cdot \sin \psi_l$; \mathbf{K} — вектор решетки, направленный вдоль положительного

направления X , $|\mathbf{K}| = 2\pi d^{-1}$.

Рассмотрим два численных примера, которые соответствуют рис. 28а,б. Выберем $\lambda_0 = 633 \text{ нм} = 6,33 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ и в первом случае (рис.3,а) положим, что решетка имеет $N = 300 \text{ лин}\cdot\text{мм}^{-1}$. Тогда $d = 3,3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, т.е. это случай, когда $d \gg \lambda_0$. Пусть угол падения луча 1 на решетку равен $\varphi = 30^\circ$. Прошедший и зеркально отраженный лучи показаны цифрой 0 и рассматриваются как лучи нулевого порядка дифракции ($l = 0$). При этом $\sin\psi_0 = \sin\varphi$, что соответствует, с одной стороны, закону зеркального отражения и с другой — определяет условие прохождения света через тонкую плоскую решетку. При выбранных данных из (4) получаем углы дифракции для значений $l = +1$ и $l = -1$: $\psi_+ = 43,8^\circ$ и $\psi_- = 17,9^\circ$. Эти углы отложены на рисунке (а). Видно, что и в отраженном и в проходящем свете нулевые лучи и лучи первых порядков лежат по одну сторону от нормали. Лучи "–1"-го и "+1"-го порядков расположены с одной и с другой стороны от нулевых и углы дифракции находятся в соотношении $\psi_- < \psi_0 < \psi_+$. Внизу показана векторная картина для компонент волновых векторов в масштабе, соответствующем верхнему рисунку, на котором длины всех векторов-лучей одинаковы. Все вектора лежат на оси X , но для наглядности показаны вне оси. Видно, что дифракция "–1"-го порядка происходит на решетке с вектором $-\mathbf{K}$, а дифракция "+1"-го порядка — на решетке с вектором $+\mathbf{K}$.

Второй случай, показанный на рис.3,б, соответствует решетке с большей частотой штрихов $N = 1200 \text{ лин}\cdot\text{мм}^{-1}$. При этом d еще больше $\lambda_0 = 633 \text{ нм}$, но имеет тот же порядок величины, что и λ_0 . Угол падения луча 1 выбран равным $\varphi = 10^\circ$. При этих данных из (4) получаем $\psi_+ = 69,4^\circ$ и $\psi_- = 36,1^\circ$. Отрицательное значение угла дифракции ψ_- для лучей "–1"-го порядка означает, что компоненты \mathbf{k}_{x-} отрицательны. Вектора \mathbf{k}_{x-} отрицательны, так как направлены навстречу компоненте \mathbf{k}_x волнового вектора падающей волны, что видно на приведенной внизу векторной диаграмме.

При фиксированной λ_0 , и дальнейшем уменьшении d приходим к случаю, когда $d = \lambda_0$. Из (4) при этом получаем $\sin\psi_{+,-} = \pm 1 + \sin\varphi$. При нормальном падении $\varphi = 0^\circ$ $|\psi_+| = |\psi_-| = 90^\circ$ и дифрагированные лучи первых порядков распространяются в одну и другую сторону от точки падения, скользя по поверхности решетки. Поэтому, при отклонении падающего луча от нормали только из одного скользящего дифрагированного луча, существовавшего при $\varphi = 0^\circ$, образуются два луча "–1"-го порядка (один на отражение, другой — в проходящем свете), лежащие по одну сторону от нормали вместе с падающим и симметричные относительно плоскости решетки,

Далее, при условии $(\lambda_0/2) < d < \lambda_0$ дифракция при нормальном падении отсутствует и возникает в "–1"-ом порядке лишь при $j \neq 0^\circ$ и $\sin\varphi \leq (\lambda_0/d) - 1$. При $d = \lambda_0/2$ дифракция "–1"-го порядка навстречу падающему лучу формально возможна лишь при $\varphi = 90^\circ$, но практически в таких условиях дифракцию наблюдать нельзя. Наконец, при $d \ll \lambda_0/2$ условие дифракции не выполняется для любых φ .

Сделанный анализ приводит к таким выводам: 1) при нормальном падении

света на решетку возникает неопределенность в выборе знака порядка дифракции по той причине, что $k_x = 0$ и исчезает критерий для однозначного выбора положительного направления оси X; 2) знаки порядков дифракции становятся строго определенными при наклонном падении света на решетку и связаны с положительным направлением компоненты k_x ; 3) при дифракции в отражении по мере роста угла падения пучки минусовых порядков приближаются к падающему, могут пересечь его и оказаться по другую сторону от него, а пучки плюсовых порядков удаляются от падающего; поэтому для решеток любого допустимого периода условие автоколлимации (распространение дифрагированного пучка навстречу падающему) может быть реализовано только для пучков с отрицательными порядками дифракции.

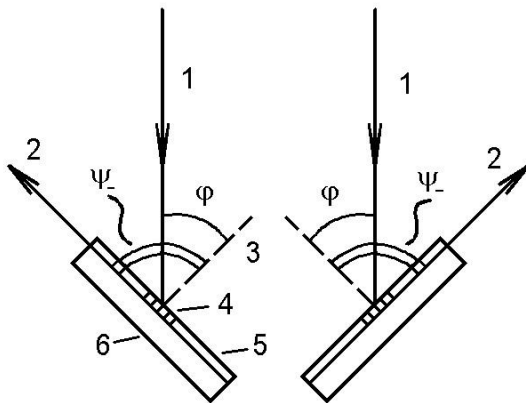
Проведенный анализ свойств дифракционных решеток полезен, так как в учебниках по оптике этого обычно не делается и не редко встречаются просто ошибки и неточности. Так, в [7,8] порядки дифракции даются как положительные целые числа. В [6] утверждается, что для отражательной решетки в формуле (3) синусы не вычитаются а суммируются. Формула дифракции со знаком "+" приведена и в [9]. Наконец, в [10] вводится "правило знаков", которое дает отрицательный угол отражения в законе зеркального отражения, что противоречит принятому в физике закону отражения, который следует из закона сохранения тангенциальных компонент волновых векторов.

Выполнение эксперимента

Вернемся теперь к общей формуле (3) и к дифракции на ДР, входящих в состав фотоиндуцированной ПС. Так как ПС получают в пленке AgCl–Ag, находящейся на плоскопараллельной подложке, то $n_1 = 1$ независимо от того, падает ли лазерный луч на ПС из воздуха со стороны пленки или предварительно проходит через подложку. Следует помнить, что из-за несовершенства ПС дифрагированные пучки имеют искаженную форму (см. рис. 1) по сравнению с узким коллимированным лазерным пучком. ПС, сформированные при нормальном падении лазерного пучка с длиной волны λ_0 , имеют период $d < \lambda_0$ (см. (2)). Поэтому при той же λ_0 будет иметь место дифракция только первых порядков, а при наклонном падении лазерного пучка — дифракция только "–1"-х порядков. При этом возможны три случая дифракции. При $\varphi = 0^\circ$ дифрагированные пучки распространяются только в пленке AgCl–Ag в пределах ПС в виде волноводной ТЕ моды и в этом случае $n^* = n$ (n — показатель преломления пленки); моды распространяются по ПС симметрично в обе стороны от нормали. Поскольку ПС получаются на площадке, соответствующей сечению индуцирующего лазерного пучка с диаметром порядка миллиметров, то дифракцию указанного типа наблюдать нельзя, т.к. за пределами ПС моды быстро затухают из-за сильного поглощения в серебре на окружающих ПС неэкспонированных участках и не могут выйти из пленки. Второй случай соответствует таким углам φ , при которых "–1"-й пучок выходит из пленки в подложку и, распространяясь в ней в виде моды подложки, может выходить в воздух через ее торец; при этом $n^* = n_2$, где n_2 — показатель преломления подложки. Наконец третий случай реализуется при еще больших φ , при которых

дифрагированный пучок выходит непосредственно в воздух; в этом случае $n^* = n_1 = 1$ и если d не очень мало по сравнению с λ_0 , то можно выполнить условие автоколлимации $d = \lambda_0 \times (2 \times \sin \varphi)^{-1}$ (6), что наиболее удобно для точных измерений d .

Реально измерения d по дифракции с помощью узкого лазерного пучка можно проводить при $\varphi < 80^\circ$. Поэтому измерения угла дифракции затруднены, когда d лишь немного больше величины $\lambda_0/2$. Преодолеть трудности при измерениях малых d помогает случай дифракции от ПС в подложку. При этом следует устанавливать такой угол падения φ , при котором появляется пучок дифракции, скользящий вдоль границы пленка–подложка. Именно этот случай показан на рис. 4. На рисунке обозначены: 1 — лазерный пучок; 2 — дифрагированный пучок; 3 — нормаль к пленке; 4 — участок образца, на котором сформирована ПС; 5 — пленка AgCl–Ag; 6 — подложка; φ — угол падения лазерного пучка; ψ_l — угол дифракции (т.к. дифрагированный пучок есть пучок "–1"-го порядка то $\psi_l = \psi_- = -90^\circ$). Показаны два случая, отвечающие выводу скользящего пучка в торец подложки при повороте образца от положения нормального падения по часовой стрелке (слева) и против (справа). Эти два положения удобны для измерения угла φ , который равен полуразности двух соответствующих отсчетов на шкале гониометра и нет необходимости измерять нулевой отсчет при нормальном падении.



Так как в рассмотренном случае $n_1 = 1$, $n^* = n_2$ и $\psi_- = -90^\circ$, то из (3) получаем:

$$d_m = \lambda_0 \cdot (\sin \varphi + n_2)^{-1} \quad (7)$$

Периоду d приписан индекс m , т.к. в ПС могут содержаться ДР, принадлежащие разным TE_m модам. Для стеклянной подложки с $n_2 = 1,52$ и $d_m = \lambda_0/2$ выход скользящего пучка дифракции будет наблюдаться при достаточно малом $\varphi = 29^\circ$. Считая, что измерения возможны при максимальных значениях $\varphi \approx 80^\circ$, получаем, что по дифракции в подложку можно измерять d_m вплоть до значений $d_m \approx \lambda_0/(2,5)$.

Полезным для измерений d_m является также случай дифракции, когда дифрагированный пучок скользит по границе пленка–воздух. При этом $n^* = n_1 = 1$, $\psi_- = -90^\circ$, и в (7) вместо n_2 будет единица. Полагая при измерениях максимально допустимый угол $\varphi \approx 80^\circ$, получаем, что этим методом можно

измерять d_m до минимального значения $d_m \approx \lambda_0/(1,98)$.

Итак, при дифракционных измерениях малых $d_m (d_m < \lambda_0)$ для ПС, индуцированных при нормальном падении лазерного пучка в пленке AgCl–Ag на плоскопараллельной стеклянной подложке, можно использовать три метода. Первый из них состоит в измерении угла дифракции $|\psi_-| = \varphi$ в автоколлимационных условиях и d вычисляется по формуле (16). Два других основаны на измерении φ , при котором дифрагированный пучок скользит по границе пленка-воздух или границе пленка-подложка и d вычисляется по формуле (7) при $n^* = 1$ или $n^* = n_2$ соответственно. Предлагаемый ниже эксперимент позволяет практически использовать для измерений d все указанные способы.

Данные эксперимента основаны на использовании в качестве источника излучения He–Ne лазера типа ЛГ-79-1 ($\lambda_0 = 633$ нм, $P = 10$ мВт, непрерывный линейно поляризованный гауссов пучок на моде TEM_{00q}). Пленку AgCl–Ag напыляют на стеклянную подложку и толщину h AgCl выбирают так, чтобы в пленке возбуждались три TE_m моды (TE_0 , TE_1 , TE_2). Необходимое значение h находят на основании формулы
$$h_m = \frac{1}{b} \left[\arctg \frac{(\beta^2 - n_1^2)^{1/2}}{b} + m\pi \right] \quad (8)$$
 при таких параметрах: $n = 1$, $n = 2,06$, $n_2 = 1,52$ и $\beta = 2\pi\lambda_0^{-1} \cdot n_2$. По формуле (8) вычисляют толщины отсечек для TE_2 и TE_3 волноводных мод: $h_2 = 503$ нм и $h_3 = 729$ нм соответственно. Толщина h трехмодовой пленки должна лежать в пределах $h_2 < h < h_3$. При этом удобно выбирать значение h так, чтобы оно не сильно превышало значение h_2 . Можно рекомендовать $h \approx 510$ – 520 нм.

Для примера приведем расчетные значения d_m для ДР, которые развиваются в ПС, формируемой при нормальном падении пучка с $\lambda_0 = 633$ нм в пленке с $h = 510$ нм. Эти значения нетрудно получить. Из них следует, что ДР, развившиеся на модах TE_0 , TE_1 и TE_2 будут иметь периоды $d_0 = 316$ нм, $d_1 = 349$ нм и $d_2 = 417$ нм соответственно. Из этих данных следует, что $d_0 < \lambda_0/2$ и может быть измерен только по дифракции в подложку; при этом из (7) получаем, что выход скользящего по границе пленка-подложка дифрагированного пучка через торец подложки должен наблюдаться при $\varphi = 29,2^\circ$. Периоды d_1 и d_2 уже можно измерять тремя способами: по автоколлимационной схеме при углах $\varphi = 65,1^\circ$ и $49,4^\circ$; по скользящему пучку в воздухе при $\varphi = 54,5^\circ$ и $31,2^\circ$; по скользящему пучку в подложке при $\varphi = 17,4^\circ$ и $0,17^\circ$ соответственно.

Удобный для работы размер стеклянной подложки 30x30x1,5 мм. Для уменьшения расхода вещества AgCl, при напылении рекомендованной толщины, можно уменьшить расстояние r_0 от испарителя до подложки до 8–10 см и рассчитать требуемую для напыления массу навески по формуле (18). После напыления пленки AgCl на ее поверхность напыляют тонкий (≈ 10 нм) слой Ag.

Приготовленный образец, как и в предыдущей работе, устанавливают на гониометре под облучение пучком He–Ne лазера при нормальном падении. В процессе облучения наблюдают развитие картины малоуглового рассеяния (см. лаб. III.2) и малоугловой дифракции (см. лаб. III.4) на экране. При достижении

максимальной яркости картины экспозицию прекращают путем перекрытия лазерного пучка непрозрачным экраном. После этого можно приступить к измерениям. Если толщина h близка к 510 нм, то периоды d_m и соответствующие углы падения φ при измерениях будут близки к приведенным выше расчетным значениям. Поэтому при закрытом лазерном пучке можно повернуть образец и установить предполагаемый угол падения. Затем открыть лазерный пучок, как можно быстрее точно установить угол φ для получения дифрагированного пучка, по которому выполняется измерение, вновь закрыть пучок и после этого сделать отсчет угла по шкале гониометра. Распространение дифрагированного пучка навстречу падающему (автоколлимация) наблюдают на основном экране, а скользящие пучки — на вспомогательном боковом экране, поставленном против соответствующего торца подложки. Для каждой ДР измеряют d_m всеми возможными способами и затем сравнивают результаты измерений.

Короткое время измерений необходимо по той причине, что при достаточно длительном облучении пленки наклонно падающим пучком происходит разрушение исходных ДР и образование новых с измененными периодами [1,2]. В случае заметной деградации исходных ДР, о чем можно судить по уменьшению интенсивности наблюдаемых дифрагированных пучков, их можно восстановить путем повторного облучения образца при нормальном падении лазерного пучка. Кроме того следует помнить, что большая площадь пленки по сравнению с сечением лазерного пучка позволяет получать ПС на разных ее участках. При этом, однако, возможны изменения периодов из-за различий в толщинах пленки на разных ее участках. Для измерений без опасения разрушить пучком исходные решетки можно применить метод фиксирования ПС, но без покрытия пленкой Al (непрозрачная пленка исключает возможность наблюдения дифракции в подложку). Для фиксирования образец снимают с установки и после фиксирования вновь устанавливают для измерений. Следует учитывать, что после фиксирования дифракционная эффективность ДР заметно понижается.

Заключение

В заключение заметим, что предложенный эксперимент позволяет с помощью одного образца изучить дифракционные свойства решеток с периодами, меньшими длины волны падающего света и измерить эти периоды по дифракции разными способами. Заметим также, что формула (7) позволяет вычислить показатель преломления подложки по известной λ_0 , измеренному φ и измеренному значению d_m в условиях автоколлимации или при скольжении дифрагированного пучка по границе пленка–воздух. Подробнее вопрос об измерениях n_2 с помощью ПС будет обсуждаться в лаб. III.6.

Литература

1. Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. Фотоиндуцированные периодические структуры в светочувствительных слоях // Квант. электрон. (Киев). –1990. –вып.38. –С.28–56.
2. Ageev L.A., Miloslavsky V.K. Photoinduced effects in light-sensitive films // Opt. Engineering. –1995. –34, 14. –P.960—972.
3. Magnusson R., Gaylord Ò.Ê. Laser scattering induced holograms in lithium niobate // Appl. Opt. –1974. –13, 17. –P.1545–1548.
4. Syms R.R.A., Solymar L. Noise gratings in silver halide volume holograms // Appl. Phys. –1983. –B30, 14. –P.177–182.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. –М.: Наука, 1970. –С.75.
6. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. –М.: Наука, 1976. –392 с.
7. Brockhaus. ABC der Optik. Veb F.A. Brockhaus verlag Leipzig. –1961. –992 с.
8. Годжаев Н.М. Оптика. – М.: Высш. школа, 1977. – 432 с.
9. Физическая энциклопедия. –М.: Сов. энциклопедия, 1988. –Т.1. – 704 с.
10. Дитчберн Р. Физическая оптика. –М.: Наука, 1965. – 631 с.