

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО МИКРОРЕЛЬЕФА
ПРИ ПОМОЩИ МНОГОЛУЧЕВЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ
ПОЛОС РАВНОГО ХРОМАТИЧЕСКОГО ПОРЯДКА

Среди различных приёмов использования многолучевой интерферометрии для исследования микрорельефа одним из наиболее прецизионных является использование так называемых полос равного хроматического порядка. Интерферометр Фабри-Перо, образованный исследуемой поверхностью (предварительно посеребрённой) и эталонной пластинкой с полупрозрачным покрытием, проектируется (в проходящем или отражённом белом свете) на шель спектрографа. В результате на спектрограмме получается набор светлых (в проходящем свете) или тёмных (в отражённом свете) полос «равного хроматического порядка», форма которых воспроизводит (как бы в разрезе) форму воздушной прослойки между пластинами интерферометра¹. В самом деле, положение полосы соответствует условию целочисленности порядка интерференции для данной длины волны λ . С другой стороны, порядок интерференции n связан с толщиной воздушной прослойки t соотношением

$$n = \frac{2t}{\lambda} + f, \quad (1)$$

где f — добавочный фазовый сдвиг, возникающий при отражении света от полупрозрачных покрытий и прохождении света через них¹. Если в каком-нибудь месте изменяется толщина прослойки t , то в соответствующем месте спектра происходит смещение полосы в положение, отвечающее новому значению λ при том же целочисленном значении n . Если f не зависит от λ , как это обычно предполагается, то $\Delta t = \frac{1}{2} n \Delta \lambda$. С другой стороны, порядок интерференции можно определить из различия длин волн, соответствующих двум различным целочисленным порядкам интерференции при одной и той же толщине прослойки. В самом деле:

$$n\lambda = 2t + f\lambda, \quad (n + \Delta n)\lambda' = 2t + f\lambda',$$

откуда

$$(n - f) = \frac{\Delta n \cdot \lambda'}{\lambda - \lambda'} = \frac{2t}{\lambda}. \quad (2)$$

Обычно без достаточных оснований полагают $f = 0$. В работе² показано, что, вообще говоря, для серебряных покрытий f близко к единице, вследствие чего в большинство работ, посвящённых использованию полос

равного хроматического порядка, вкрадывается систематическая ошибка (ср. ^{1,3}).

Более того, как оказывается, f заметно зависит от λ , что сказывается на систематическом расхождении в значениях t , получаемых при помощи полос разного порядка (в свете различной длины волны). Так как $f(\lambda)$ меняется с λ медленно, то в небольшом спектральном интервале можно разложить $f(\lambda)$ в ряд по $(\lambda - \lambda_0)$ и ограничиться первым членом разложения:

$$f(\lambda) = f_0 + b(\lambda - \lambda_0).$$

Соответственно, вместо (2) имеем:

$$(n_0 - f_0 - b\lambda) = \frac{\Delta n \cdot \lambda}{\lambda_0 - \lambda} = \frac{2t}{\lambda_0} - b\lambda. \quad (3)$$

Поскольку соотношение (3) не зависит от n , оно может быть использовано для определения b и t . Результаты измерений $f(\lambda)$ для ряда покрытий в интервале длин волн 4500—6300 Å показаны на рис. 1. Измерения велись в отражённом свете, когда нижнее покрытие было непрозрачным и обладало коэффициентом отражения в белом свете $R > 90\%$. Прозрачность верхнего покрытия указана на рисунке.

Как видно, у свежеприготовленных серебряных слоёв f практически не зависит от λ . По мере старения (на воздухе) кривые зависимости $f(\lambda)$ начинают обнаруживать излом — для коротких волн $b = 0$, для длинных волн (начиная с некоторой λ_0) $b \neq 0$ и практически не зависит от λ ($b \cong \cong 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}^{-1}$). По мере старения точка излома сдвигается в сторону коротких волн по-разному для покрытий различной прозрачности.

Расчёт, основанный на использовании оптических постоянных массивного серебра для $\lambda = 5893 \text{ \AA}$, привёл автора к значению $f = 0,83$ (для случая пары слоёв с $R = 0,82$). Экспериментальные значения f_0 для соответствующего случая оказались равными 0,93 и 0,86 для слоёв, возраст которых измерялся одним часом и одной неделей соответственно. Таким образом, по мере старения слоя его эффективные оптические постоянные, повидимому, стремятся к значениям, соответствующим массивному образцу.

Из приведённых данных автор заключает, что если положить в (2) $f = 1$, то для свежих серебряных слоёв систематическая погрешность

будет равна $\frac{1-f}{n-f}$, что для типичного значения $f \cong 0,93$ и $n = 8$ составляет только около 1%. Отметим, что влияние величины f и её зависимости от λ на форму и положение интерференционных полос было рассмотрено в общем виде Гольденом ³ ещё в 1949 г., однако, как правило, не принималось во внимание. Вместе с тем, как показал автор, учёт этого обстоятельства позволяет существенно повысить точность определения рельефа. В самом деле, положение полосы может быть в благоприятных условиях определено на спектрограмме с точностью порядка $\pm 0,14 \text{ \AA}$, что соответствует погрешности в определении t порядка $1 - 2 \text{ \AA}$.

Введя необходимые уточнения в расчётные формулы, автор использовал описанную методику для определения микрорельефа различных поверхностей ^{4,5}. Прежде всего автор обратился к изучению процесса полирования эталонной стеклянной пластинки.

Напомним, что вопрос о механизме полирования стекла до сих пор не выяснен. Ещё Гершель предполагал, что здесь имеет место простое стачивание имеющихся неровностей. Томсон ⁶ считал, что полирующие частицы, внедряясь в неровности поверхности, срезают их. Вместе с тем ряд авторов, начиная с Бейлби ⁷, придерживается той точки зрения, что

полирование стекла происходит аналогично полированию металла, т. е. путём вязкого стекания выступов в окружающие их впадины. Исследования полированных поверхностей стекла и алмаза при помощи многолучевой интерферометрии⁸ обнаружило, что можно получить поверхности

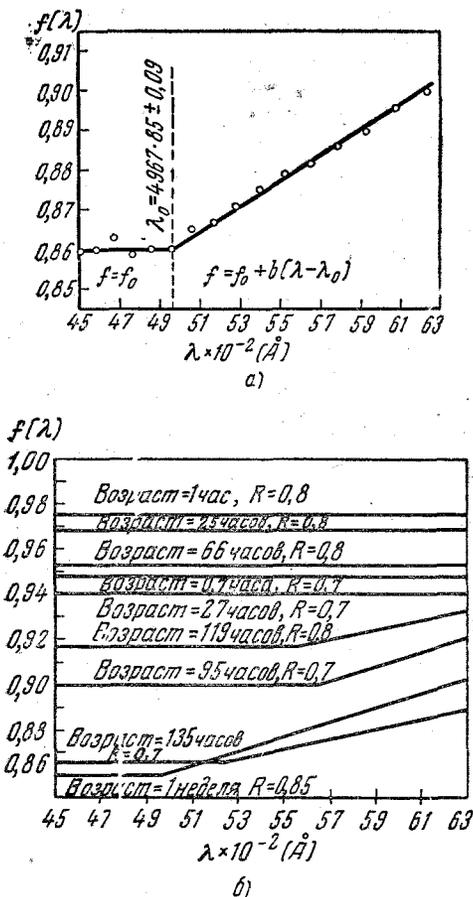


Рис. 1. Зависимость $f(\lambda)$ для интерферометра Фабри-Перо с серебряными покрытиями в отраженном свете. а — пример экспериментального определения $f(\lambda)$ для одного из случаев; б — зависимость $f(\lambda)$ для слоёв с различной отражательной способностью и различного возраста.

размером около квадратного миллиметра, плоские с точностью до $0,004 \text{ \AA}$ и гладкие с этой точностью за исключением наличия некоторого количества штрихов полирования глубиной от 10 до 40 \AA . Исследования при помощи рентгеновых лучей⁹ и электронного микроскопа¹⁰ также подтвердили наличие иррегулярностей поверхности порядка $\pm 10 \text{ \AA}$. Все названные авторы склонялись в пользу теории вязкого течения, но не смогли получить убедительных доводов в её пользу. Келер⁴, используя технику

полос равног хроматического порядка, изучал иррегулярности, наблюдаемые в этих полосах, полагая, что они обусловлены иррегулярностями в толщине прослойки интерферометра (т. е. иррегулярностями обеих образующих его поверхностей). В качестве примера приводим интерферограммы и соответствующие им контуры поверхности для случаев полирования барнезитом (BF) в течение 20 и 450 минут (рис. 2, а и б).

Автор придерживается непосредственной интерпретации полученной им картины и считает, что мелкие иррегулярности интерференционных полос точно воспроизводят высоту и форму иррегулярностей стеклянных поверхностей (точнее, толщины воздушной прослойки). Таким образом, по мнению автора, поверхность полированного стекла представляет собой как бы множество круглых (или почти круглых) заострённых конусов примерно одинаковой высоты (10—100 Å), имеющих у основания диаметр менее 100 Å, тесно прижатых друг к другу и покоящихся на гладком основании. Исходя из такой интерпретации, автор определяет экспериментально зависимость распределения конусов по высотам от длительности процесса полирования, а также зависимость средней высоты конусов и средней флуктуации в высотах конусов от длительности полирования. При этом обнаруживается, что по мере полирования поверхности как средняя высота конуса, так и средняя флуктуация высоты убывают по параболическому закону. Если после 12-минутного полирования распределение конусов по высотам захватывает интервал от нуля до 120 Å с максимумом около 65 Å (ср. рис. 2, а), то после 450-минутного полирования распределение простирается практически только до 60 Å и имеет максимум около 20 Å (ср. рис. 2, б). Одновременно автор интерферометрически определял скорость полирования, т. е. толщину слоя, удаляемого с поверхности в единицу времени. Оказалось, что в начальной стадии (в течение первого часа) скорость полирования растёт от ~ 700 Å в минуту до ~ 930 Å в минуту, после чего начинается сперва быстрое, а затем всё более и более медленное убывание скорости полирования, причём примерно через 6 часов достигается уже практически неизменное значение ~ 400 — 500 Å в минуту. (Эти значения получены при вполне определённом режиме полирования и автор предполагает выявить в дальнейшем их зависимость от режима.)

Рассматривая полученные им результаты, автор приходит к выводу, что при полировании стекла вязкое течение не имеет места, а механизм полирования представляет собой простое стачивание материала внедряющимися в полировальный диск частицами полирующего вещества. Исходя из этих представлений, он даёт качественное объяснение всем описанным выше особенностям, в том числе и временным зависимостям скорости полирования и формы полированной поверхности.

При всём интересе, который представляют выявленные автором закономерности, использованная им непосредственная интерпретация требует очень осторожного отношения. Прежде всего напомним^{1,11}, что многолучевая интерференционная микроскопия, как известно, характеризуется большой разрешающей способностью в глубину, но малой разрешающей способностью в плоскости зрения (в отличие от электронной микроскопии). Вообще говоря, она непосредственно применима к объектам, поперечное сечение которых превышает $\sim 1 \mu$. Во всяком случае разрешающая способность в плоскости видения не может быть больше разрешающей способности использованного микроскопа. В данном же случае автор полагает, что она достигает нескольких ангстремов. Очевидно, что дифракционные явления, усугублённые условиями многолучевой интерферометрии¹¹, должны вести здесь к полному искажению действительной формы объекта (напомним, что дифракционной теории многолучевого интерференционного микроскопа до сих пор не существует).

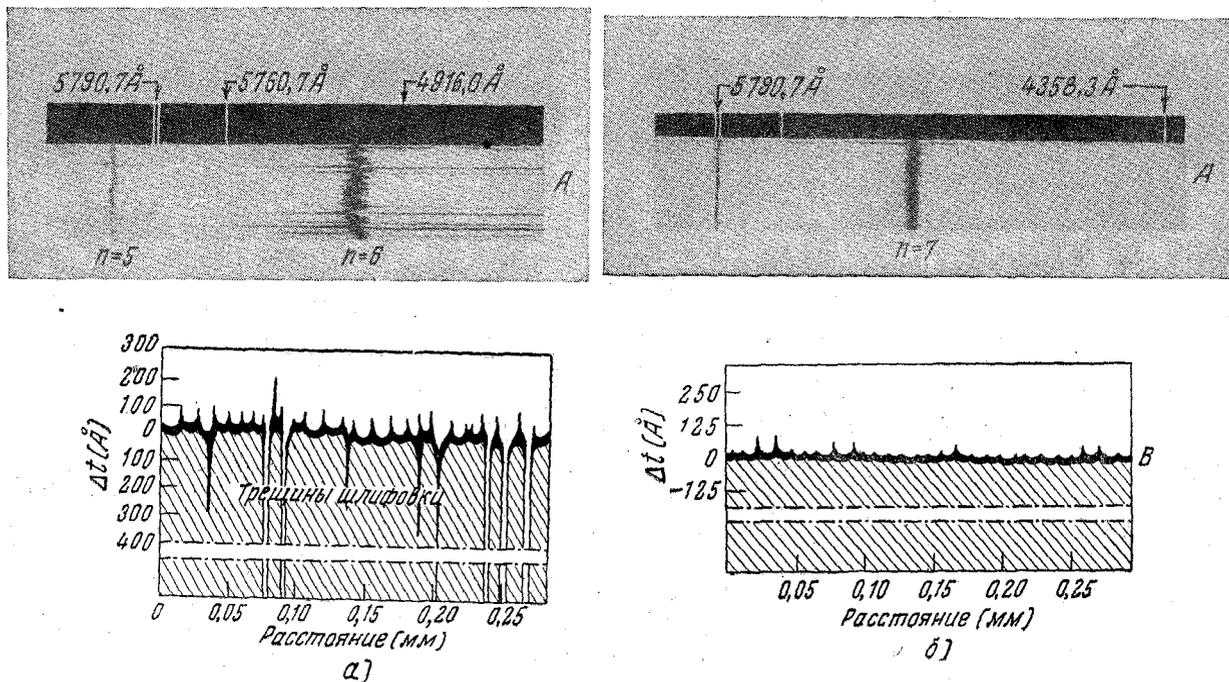


Рис. 2. Иррегулярности, наблюдаемые в полосах равного хроматического порядка, и их интерпретация. *a* — стеклянные поверхности, полированные в течение 20 минут; *б* — стеклянные поверхности, полированные в течение 450 минут.

В обоснование своей интерпретации автор приводит следующие доводы.

Поверхность интерферометра проектируется с 50-кратным увеличением на щель спектрографа размером $10 \times 0,01$ мм, т. е. каждый раз рассматривается площадка размерами $200 \times 0,2$ м. (Счевидно, поперечный размер этой площадки меньше размеров дифракционного пятна.) Далее, автор обнаружил, что для двух участков, отстоящих друг от друга на расстоянии, меньшем, чем среднее расстояние двух пиков (иррегулярностей), т. е. ~ 100 Å, не наблюдается корреляции между выявляемыми иррегулярностями. Наконец, плавное смещение изображения интерферометра перпендикулярно к щели спектрографа ведёт к плавному изменению высоты пиков от нуля до максимума на расстоянии, меньшем, чем среднее расстояние между пиками, что свидетельствует, по мнению автора, о приблизительной округлости формы их сечения.

Ввиду сказанного выше речь идёт здесь, очевидно, не о форме самих неоднородностей, а о форме дифракционных пятен, соответствующих им, и поэтому интерпретация автора нуждается в серьёзном теоретическом анализе.

Более того. Напомним, что для получения многолучевой интерференции поверхность подвергается серебрянию, причём толщина покрытия достигает $300\text{--}400$ Å. Хорошо известно^{1,12}, что при этом с высокой точностью сохраняется (в среднем!) вертикальный, но не горизонтальный рельеф поверхности. Сохранение пиков толщиной в несколько десятков ангстремов при этом в высшей мере сомнительно. Кроме того, хорошо известно¹², что поверхность серебряного покрытия не гладкая, а зернистая, с размерами зёрен от нескольких десятков ангстремов до ~ 1 м. Поэтому если интерпретация автора и верна, то её следует отнести не к поверхности полированного стекла, а к поверхности серебряного слоя. Поскольку известно¹², что структура слоя в сильной степени зависит от структуры подстилающей поверхности, постольку результаты, полученные автором, повидимому, могут иметь только косвенное значение для выяснения процесса полирования, но представляют серьёзный интерес для исследования тонких металлических покрытий.

Последняя из реферируемых работ⁵ посвящена исследованию плоскостей скола кристаллов топаза. Произведя при помощи полос равного хроматического порядка большое количество измерений высоты ступенек, наблюдаемых на поверхностях скола, авторы определили высоту ячейки кристаллической решётки топаза в направлении, перпендикулярном к плоскости скола. При этом ими получено значение $8,81 \pm 0,07$ Å, хорошо согласующееся со значением, полученным на основе рентгеноструктурного анализа — $8,78$ Å.

Столь высокая точность получена в значительной мере за счёт обильной статистики. Погрешность отдельных измерений высоты ступеньки составляет в среднем $\pm 1,2$ Å, в соответствии с приведённой выше оценкой возможностей метода (ср. ¹).

Авторы отмечают интересные особенности поверхности скола в случае топаза. Длинные линии скола часто искривлены. При этом линии скола протяжённостью в несколько миллиметров имеют обычно высоту в несколько сот элементарных ячеек и легко наблюдаются в обычный микроскоп. Высота ступеньки заметно варьирует вдоль линии скола. Напротив, короткие (несколько десятых миллиметра) линии скола не обнаружимы при помощи обычного микроскопа и имеют неизменную по длине высоту ступеньки, составляющую несколько десятков элементарных ячеек. Обращает внимание, что ступеньки не перпендикулярны к плоскости скола.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Розенберг, УФН 47, вып. 2 (1952).
 2. W. F. Koeler, JOSA 43, № 9, 738 (1953).
 3. I. Hoiden, Proc. Phys. Soc. 62, 27 (1949).
 4. W. F. Koeler, JOSA 43, № 9, 743 (1953).
 5. W. F. Koeler and A. Eberstein, IOSA 43, № 9, 747 (1953).
 6. E. Thompson, JOSA 6, 843 (1922).
 7. C. I. Beilby, Trans. Opt. Soc. 9, 22 (1907).
 8. S. Tolansky and W. C. Wilcox, Proc. Roy. Soc. 191A, 182 (1942);
O. S. Heavens, Proc. Phys. Soc. B64, 419 (1951) и др.
 9. W. Ehrenberg, JOSA 39, 746 (1949).
 10. K. Ray, JOSA 39, 92 (1949).
 11. Г. В. Розенберг, УФН 50, вып. 2 (1953).
 12. Г. В. Розенберг, УФН 47, вып. 1 (1952).
-