

МГУ им. М.В. Ломоносова
Физический факультет
Кафедра астрофизики и звёздной астрономии

Методическое пособие к задаче специального астрономического практикума
для студентов 4 курса физического факультета, обучающихся по программе
«МС_АСТРОНОМИЯ»
(специальность 03.05.01 «Астрономия»)

ЗАДАЧА

«Лабораторное исследование эталона Фабри-Перо»

Составитель:
профессор
Засов Анатолий Владимирович

Москва, 2019

Краткие сведения из теории эталона Фабри-Перо

Эталон Фабри-Перо является ключевым элементом интерферометра Фабри-Перо – прибора высокого спектрального разрешения. Его важным отличием от обычных дифракционных спектрографов является отсутствие элементов, разлагающих свет в спектр, и отсутствие щели. Интерферометр широко применяется для исследования источников самой различной яркости с эмиссионным (реже – с абсорбционным) спектром. Особенно эффективно использование интерферометра для одновременного получения спектров и измерения доплеровских скоростей большого количества областей протяженного источника (солнечная корона, газовая эмиссионная туманность, галактика).

Для получения спектра с высокой разрешающей силой в «классических» дифракционных спектрографах требуется использование как можно более узкой щели, минимальная ширина которой (нормальная ширина щели) соответствует дифракционному пределу как коллиматора, так и объектива телескопа. Однако на практике при наблюдении астрономических объектов (за исключением деталей на диске Солнца) щель приходится расширять, поскольку размер отдельных элементов изображения источников существенно превышает дифракционный, и элемент изображения в фокальной плоскости телескопа превышает нормальную ширину щели. А расширение щели снижает спектральное разрешение спектрографа, так что оно оказывается значительно ниже предельно возможного. При этом чем больше размер объектива телескопа, тем (при данном качестве изображения) больше проигрыш, поскольку с ростом диаметра объектива возрастает и отношение углового размера изображения точечного источника к дифракционному пределу объектива.

В отличие от «классического» спектрографа, эталон Фабри-Перо не требует узкой щели, что позволяет более полно использовать световой поток от исследуемых источников. Этот прибор не разлагает свет на спектр; он только пропускает (или не пропускает) свет определённых длин волн, значения которых зависят от угла падения света на его пластины. Эталон работает на принципе многолучевой интерференции, которая происходит в воздушном промежутке между двумя зеркальными полупрозрачными пластинками.

Устройство эталона предельно просто. Воздушный промежуток толщиной h (см. рис. 1) ограничен стеклянными пластинами, несущими зеркала S_1 и S_2 . Зеркала полупрозрачны, так что часть света отражается от них, а часть проходит без отражения. При использовании для астрономических наблюдений эталон обычно ставится за фокальной плоскостью объектива, в выходном зрачке линзы, преобразующей расходящийся пучок от бесконечно удаленного точечного источника, в параллельный. Поэтому от каждой точки наблюдаемого протяженного источника на эталон падает параллельный пучок лучей, интерферирующих между собой в результате отражения от зеркальных поверхностей. Большое число интерферирующих лучей с медленно спадающей интенсивностью получается за счёт высокого коэффициента отражения зеркальных слоев.

В интерферометре Фабри Перо за эталоном располагается линза, которая строит изображение источника на поверхности детектора. В роли последнего обычно используется ПЗС-матрица (ранее использовался ЭОП). Если на пластину эталона падает монохроматический свет под всевозможными углами к ее плоскости (случай протяженного источника света), то на выходе создаются кольца равного наклона, каждое из которых соответствует своему порядку интерференции. Для света с непрерывным спектром все интерференционные полосы будут, естественно, замыты. Каждой длине волны соответствует своя система интерференционных колец. Поэтому для избежания наложения колец от разных эмиссионных линий свет пропускают через узкий интерференционный фильтр, выделяющий излучение только в выбранной спектральной линии, отстраиваясь таким образом от других порядков интерференции, соответствующих линиям с другим значениям λ .

Обозначим фазу световых колебаний через Φ . При интерференции разность фаз каждой пары интерферирующих лучей $\Delta\Phi = 2\pi\delta/\lambda$ где δ - разность хода между соседними лучами, равная $2h\cos\varphi$.

Обычно принимается, что показатель преломления n вне пластин и между ними равен единице. В общем случае, здесь и ниже можно заменить h на $n\cdot h$.

Из условия $\delta = m\lambda$, где m – целое число (порядок интерференции), получаем основное уравнение интерферометра (условие максимумов):

$$2h\cos\varphi = m\lambda; \quad (1)$$

В проходящем или отраженном монохроматическом рассеянном свете (то есть свете, падающим под различными углами к плоскости пластин), эталон создает систему тонких колец равного наклона, локализованных в бесконечности, которые можно наблюдать, построив их изображение на экране с помощью линзы., свет перед ЭОПом проходит через интерференционный фильтр, пропускающий излучение только в выбранной спектральной линии.

Важнейшими характеристиками эталона и создаваемой им интерференционной картины являются:

- расстояние между пластинами,
- коэффициент отражения зеркал,
- угловая дисперсия,
- спектральное разрешение на данной длине волны,
- величина спектрального интервала, свободного от перекрытия порядков (область свободной дисперсии),
- размер центрального пятна.

Эти параметры предстоит оценить в настоящей задаче.

Рассмотрим их подробнее.

Для получения **угловой дисперсии** эталона продифференцируем основное уравнение интерферометра:

$$-2h \sin \varphi \frac{d\varphi}{d\lambda} = m = \frac{2h \cos \varphi}{\lambda};$$

откуда для угловой дисперсии получаем:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \varphi}; \quad (2)$$

Из этой формулы следует важный практический вывод: по мере удаления от центра интерференционной картины угловая дисперсия быстро уменьшается.

Угловое расстояние между кольцами (то есть между соседними порядками) получается дифференцированием уравнения (1) по m . При изменении порядка интерференции на единицу, т. е. при $\Delta m=1$

$$\Delta \varphi = \frac{\lambda}{2h \sin \varphi}; \quad (3)$$

Фронтальный разрез через центр интерференционной картины представляет собой чередование пиков (колец) (Рис. 3). Линейный радиус кольца, образуемого объективом камеры, определяется из формулы $r = F \cdot \operatorname{tg} \varphi$, где F – фокусное расстояние объектива камеры, φ – угол наклона лучей к оптической оси (пластины эталона предполагаются расположенными перпендикулярно оптической оси). Линейное расстояние между кольцами получается дифференцированием этой формулы по φ : $\Delta r = \frac{F \Delta \varphi}{\cos^2 \varphi}$.

Подставив $\Delta \varphi$ из уравнения (3), получим:

$$\Delta r = \frac{F \cdot \lambda}{2h \cdot \operatorname{tg} \varphi \cos^3 \varphi}.$$

Так как в реальных условиях использования эталона $\operatorname{tg} \varphi = \frac{r}{F}$ и $\cos \varphi \approx 1$, то для связи h радиусом и расстоянием между кольцами получаем следующее простое уравнение:

$$h = \frac{F^2 \cdot \lambda}{2r \Delta r} \quad (4)$$

Это уравнение можно использовать для оценки расстояния между пластинами эталона.

Однако более удобно для этой цели измерить последовательное изменение радиусов колец с изменением порядка интерференции.

Для этого воспользуемся приближением малых углов: $\cos \varphi = (1 - \varphi^2/2)$. Тогда условие максимумов интерференционной картины запишется следующим образом:

$$2h - h\varphi^2 = m\lambda,$$

откуда модуль производной

$$|d(\varphi^2)/dm| = \lambda/h, \text{ или}$$

$$d(r^2) = (F^2\lambda/h) \cdot |dm|. \quad (5)$$

Если на графике последовательно откладывать по одной оси квадрат радиуса колец (начиная от центра картины), а по другой – порядковый номер кольца, отсчитываемый от центрального кольца (пятна), то наклон зависимости будет равен отношению $F^2\lambda/h$, что дает возможность оценить расстояние между пластинами.

Коэффициент отражения пластин и спектральное разрешение интерферометра. Спектральное разрешение будет тем выше, чем более узкими будут интерференционные кольца.

Введём обозначения: I_0 - интенсивность падающего на эталон света, при отсутствии щели, которая необходима в обычных спектрографах, $I_{\varphi,\lambda}$ - интенсивность падающего света в зависимости от угла наклона к оптической оси φ и длины волны λ ; R, T, A – коэффициенты отражения, пропускания и поглощения зеркального слоя. Они связаны очевидным соотношением:

$$R + T + A = 1;$$

Интенсивность прошедшего через эталон света описывается выражением (см. [1]):

$$I_{\varphi,\lambda} = \frac{I_0 T^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\Phi/2)}; \quad (6)$$

Максимумам пропускания соответствует условие $\Phi(\lambda, \varphi) = 2m\pi$.

Интенсивность в максимуме получается из формулы (6):

$$I_{\max} = \frac{I_0 T^2}{(1-R)^2} = \frac{I_0 T^2}{(T+A)^2} = \frac{I_0}{(1+A/T)^2}; \quad (7)$$

Если $A \ll T$, то интенсивность в максимуме может быть велика при любом коэффициенте отражения R. В случае если отражающий слой изготовлен из многослойных диэлектрических покрытий A очень мало, тогда $I_{\max} \approx I_0$.

Из уравнений (6,7) следует соотношение для фотометрического профиля кольца:

$$\frac{I_{\varphi,\lambda}}{I_{\max}} = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\Phi/2)}; \quad (8)$$

Графики этой функции в зависимости от фазы Φ при различных коэффициентах отражения приведены на рис. 2. При увеличении R от 0.6 до 0.95 ширина инструментального контура интерференции уменьшается в 8 раз. Следовательно, во столько же раз увеличивается спектральная разрешающая сила. Величина коэффициента пропускания не влияет на разрешающую силу. Зеркала с многослойными диэлектрическими покрытиями позволили с большой эффективностью применять эталоны Фабри-Перо в различных задачах экспериментальной астрофизики [2], [3]. Это

обусловлено малыми световыми потерями в таких эталонах, что очень важно в астрономии.

Угловая ширина колец в монохроматическом свете, или разрешаемый спектральный интервал, получается из выражения (8), если считать, что ширина максимума $\delta\varphi$ измеряется по уровню, где $I_\varphi = I_{\max} / 2$. Тогда для угловой ширины максимума получаем:

$$\delta\varphi = \frac{\lambda}{2h \sin \varphi} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}; \quad (9)$$

или, используя (3)

$$\frac{\delta\varphi}{\Delta\varphi} = \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}. \quad (10)$$

Таким образом, отношение ширины кольца к расстоянию между соседними кольцами определяется коэффициентом отражения зеркального покрытия.

Число N_e , равное:

$$N_e = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}; \quad (11)$$

называется эффективным числом интерферирующих лучей. Чем оно выше, тем лучше спектральное разрешение эталона.

Выразим ширину кольца $\delta\varphi$ в единицах длин волн. Используя уравнения для угловой дисперсии (2) и $r = F \cdot \operatorname{tg} \varphi$, получаем:

$$|\delta\lambda| = \delta\varphi \cdot \lambda \operatorname{tg} \varphi = \lambda \cdot \delta r \cdot r \cdot \cos^2 \varphi / F^2. \quad (12)$$

Разрешающая сила эталона Фабри-Перо равна:

$$R_\lambda = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2h \cos \varphi}{\lambda} N_e = m N_e; \quad (13)$$

Ширина **области дисперсии** определяется расстоянием между соседними максимумами (кольцами), выраженным в длинах волн. Эту величину можно найти из условия одинакового угла φ , соответствующего максимумам m и $m+1$ порядка для длин волн λ и $\lambda - \Delta\lambda$ соответственно (уравнение (1)):

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{(m+1)} \cong \frac{\lambda}{m} \quad (14a)$$

Наибольший порядок интерференции достигается при $\varphi=0$, т. е. в центре интерференционной картины: $m = \frac{2h}{\lambda}$, чему соответствует минимальное значение

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2h}.$$

В общем случае,

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2h \cos \varphi}. \quad (14b)$$

Это же выражение может быть получено из уравнений для угловой дисперсии и для углового расстояния между кольцами (уравнения (2) и (3)).

Область дисперсии определяет ширину спектрального диапазона, который может быть исследован в данном порядке интерференции. В реальной ситуации в этот интервал могут попасть и такие спектральные линии, которые отличаются от выбранной линии на величину, превышающую $\Delta\lambda$, но они будут относиться уже к другому порядку интерференции. Величина $\Delta\lambda$ называется также **областью свободной дисперсии**.

Как уже говорилось, достаточно узкий интерференционный фильтр на пути лучей позволяет «вырезать» выбранную спектральную линию и избежать наложения колец, связанных с различными линиями в разных порядках. Однако, иногда желательно получить одновременно информацию в нескольких близких линиях (например, $H\alpha$ и $[NII]$). Для этого можно подобрать расстояние между пластинами такими, что в интересующем нас участке поля будут раздельно видны максимально разнесенные кольца, относящиеся к двум разным линиям, но наблюдаемым в разных порядках интерференции. Оптимальным образом этому соответствует условие

$$m\lambda_1 = (m+1/2+k)\lambda_2, \text{ где } k - \text{целое число.}$$

При таком подходе оказывается возможным, например, получить поле скоростей объекта сразу в двух различных линиях.

Если в центре интерференционной картины, образуемой при освещении эталона рассеянным светом в узкой спектральной полосе, выполняется условие максимума, то там будет наблюдаться светлое пятно конечного размера. Его угловой размер называют **размером центрального пятна**. «Вырезая» его диафрагмой в фокальной плоскости объектива и перебрасывая свет линзой на приемник излучения, мы можем наблюдать через эталон объект малого (не больше чем размер диафрагмы) углового размера. В этом случае эталон можно рассматривать как очень узкий интерференционный фильтр, пропускающий свет только тех длин волн, которым соответствует условие максимума.

Найдем спектральную ширину такого фильтра.

Пусть нам надо разделить две близкие линии с предельно малой разностью длин волн $\delta\lambda$. В этом случае, когда для одной линии выполняется условия максимума в центре, излучение в другой линии образует кольцо, которое должно находиться за пределами диафрагмы. Если $A \ll 1$ – угловой радиус диафрагмы, то для первой и второй линии имеем:

$$m\lambda = 2h$$

$$m(\lambda - \delta\lambda) = 2h \cos \varphi = 2h (1 - A^2/2),$$

откуда $A^2 = 2m \cdot \delta\lambda/h$, или, поскольку $m = 2h/\lambda$,

$$A = (2\delta\lambda/\lambda)^{1/2}. \quad (15)$$

Даже при диафрагме диаметром в несколько угловых минут (в сотни раз больше размера щели, обычно устанавливаемого на звездных спектрографах) может быть реализовано очень высокое спектральное разрешение $R_\lambda \approx 10^6$. Это делает эталон особенно ценным прибором при исследовании эмиссионного излучения как звезд, так и протяженных источников, позволяя использовать большой поток света.

Астрономическое использование интерферометра Фабри – Перо.

В отличие от лабораторного эталона, используемого в задаче, интерферометр дает возможность сканирования по длинам волн путем изменения разности хода интерферирующих лучей. Последнее достигается двумя способами: либо механическим изменением расстояния между пластинами h (например, с использованием пьезо-эффекта), либо путем изменения показателя преломления n с использованием тяжелого газа (например, фреона), закачиваемого в герметический кожух с прозрачными окнами, в котором укреплен эталон.

Проходящий через эталон свет собирается в интерферометре в фокальной плоскости объектива камеры, где располагается приемник излучения.

Реализуется одна из двух возможностей использования эталона.

Если наблюдателя интересует поток в узком интервале λ от звезды или выбранной области протяженного источника, то источник наблюдается в центральном пятне интерференционной картины (через диафрагму, угловой размер которой соответствует требуемому спектральному разрешению). Регистрация потока при сканировании по длинам волн позволяет прописать профиль выбранной спектральной линии звезды или туманности (на той длине волны, для которой выполняется условие максимума в центре картины). Таким способом можно прописать любую деталь спектра – как эмиссионную, так и абсорбционную.

Однако чаще всего целью наблюдений с интерферометром является получение распределения лучевых скоростей по объекту с эмиссионными (абсорбционными) линиями. Для этого анализируется двумерное изображение объекта, которое создается светом, прошедшим через эталон.

Рассмотрим этот способ подробнее.

Пусть при снятом эталоне изображение объекта с эмиссионным спектром, построенное объективом телескопа и объективом камеры, заполняет всю светочувствительную плоскость детектора. Тогда, поместив на пути излучения эталон и интерференционный фильтр, выделяющий выбранную линию, на выходе мы будем иметь изображение системы интерференционных колец. Если яркость объекта (например, галактики) в эмиссионной линии сильно неоднородна, то в фокальной плоскости камеры будут видны не целые кольца, а лишь «обрывки» колец – там, где располагаются участки объекта, излучающие в выбранной спектральной линии.

Для определения лучевой скорости вдоль колец (там, где они заметны) их радиусы, сравниваются с радиусами колец от лабораторного источника в спектральной линии (не обязательно той, в которой исследуется объект), длина волны которой известна. Кольца от лабораторного источника служат, таким образом, реперами нулевой скорости. Различие между радиусами наблюдаемых участков колец и значениям радиусов, которые они должны иметь при нулевой скорости, переведенное в разность длин волн, позволяет получить оценку доплеровской скорости.

Из уравнения (2) для угловой дисперсии и соотношения $\text{tg } \varphi = r/F$, можно получить:

$$d\lambda/\lambda = -(\text{tg } \varphi \cdot \cos^2 \varphi / F) dr = -d(r^2)\cos^2 \varphi / 2F^2. \quad (16)$$

Отсюда следует, что, измеряя квадрат отклонения радиуса кольца от значения, ожидаемого при нулевой скорости, можно получить оценку доплеровской скорости V

$= d\lambda/\lambda$. Знак «минус» означает, что увеличение радиуса интерференционного кольца соответствует приближению источника к наблюдателю (отрицательная лучевая скорость).

При оценке доплеровского сдвига колец надо учесть одно обстоятельство. Кольцо имеет конечную толщину, и наблюдаемая яркость данной точки объекта, на которую оно проектируется, зависит в общем случае как от распределения излучающих элементов среды по скоростям, так и от распределения яркости изображения (без эталона). Сильная неоднородность яркости в радиальном направлении может привести к ошибке в оценке положения центральной линии кольца, а следовательно, и определении его смещения. Для учета этого эффекта необходим фотометрический анализ изображения в выбранной линии, полученного без эталона.

Чтобы покрыть измерениями все области объекта, производят последовательное смещение колец. Одним из двух указанных выше способов добиваются того, чтобы кольца дискретно – шаг за шагом – меняли свои размеры, смещаясь по радиусу. Каждое кольцо при этом проходит путь от начального положения до конечного, которое соответствует начальному положению кольца смежного порядка интерференции, перекрывая таким образом всю область свободной дисперсии. Размер шага выбирается примерно равным ширине кольца. Положения колец анализируются отдельно для каждого шага сканирования. Таким образом может быть получено поле скоростей газа во всей галактике или туманности.

Выполнение задачи

Юстировка эталона Фабри-Перо

Прежде чем приступить к работе, необходимо ознакомиться с конструкцией прибора и методикой его юстировки.

Прибор состоит из корпуса, несущего зеркальные пластины промежуточного распорного кольца из инвара (коэффициент термического расширения $\alpha \approx 10^{-6}$) или трёх разделительных пятакров при очень малых h (0.1-0.01мм). Тонкая регулировка параллельности зеркал эталона производится вращением головок винтов. Обычно при астрономических наблюдениях эталон помещают в термостатическую рубашку для того, чтобы за длительное время наблюдений эталон не разъюстировался при изменении температуры окружающего воздуха.

Первый этап задачи – юстировка эталона.

Юстировка эталона заключается в достижении строгой параллельности отражающих поверхностей зеркал. Для этого следует осветить эталон рассеянным светом лампы, в спектре которой присутствуют эмиссионные линии. Интерференционная картина наблюдается глазом, аккомодированным на бесконечность.

Удаляя или приближая глаз к эталону, или перемещая его по направлению к юстировочным винтам, можно наблюдать движение интерференционных колец: они кажутся сходящимися к центру картины, или наоборот, выходящими из центра. Это свидетельствует о непараллельности зеркал.

С помощью юстировочных винтов надо попытаться добиться неподвижности интерференционной картины при перемещении глаза наблюдателя. Для этого следует юстировочным винтом поджать пружину к распорному кольцу, если при движении глаза по направлению к винту кольца расходятся от центра, или наоборот, отпустить, если

кольца сходятся к центру картины. Это надо выполнить по отношению ко всем трём направлениям к юстировочным винтам, пока картина не окажется (почти) неподвижной. На этом заканчивается юстировка эталона, и можно переходить ко второму этапу, укрепив исследуемый эталон на оптической скамье.

Определение параметров эталона

В задаче используются два эталона Фабри-Перо с разными постоянными разделителями. Оба эталона имеют зеркала из многослойных диэлектрических покрытий, нанесённых таким образом, что максимум коэффициента отражения приходится на красную область.

Однако из-за отсутствия интенсивных монохроматических источников в красной области спектра исследование эталона производится в свете трёх линий ртути: зелёной

$\lambda = 5461 \text{ \AA}$ и двух жёлтых $\lambda = 5770 \text{ \AA}$, $\lambda = 5791 \text{ \AA}$. Эталон с более низким разрешением, имеющий h порядка десятых долей миллиметра, слабо разрешает две жёлтые линии по углу, поэтому при вычислениях можно считать длину волны линии $\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2)/2 = 5780 \text{ \AA}$.

Для исследования эталона необходимо осветить его таким образом, чтобы свет падал на его поверхность под различными углами. Для этого надо укрепить эталон на рейтере оптической скамьи и придвинуть к источнику излучения (ртутная лампа). Между лампой и эталоном светофильтр, выделяющий эмиссионную линию ртутного спектра. При включенной лампе надо убедиться в том, что освещена вся поверхность эталона. Если этого нет, необходимо поставить между перед лампой дополнительную короткофокусную (конденсорную) линзу. За эталоном следует расположить длиннофокусную линзу, которая строит изображение интерференционной картины на экране. При включенной лампе добиваются получения на экране четких интерференционных колец. Юстировкой элементов, установленных на оптической скамье, добиваются сравнительно равномерной яркости различных участков колец.

Измеряется фокусное расстояние длиннофокусной линзы, равное расстояние от линзы до экрана с четким изображением колец.

Затем измеряются отношения толщин колец δr к расстоянию между соседними кольцами Δr , и радиусы последовательно расположенных колец.

Параметры эталонов находятся для выделяемых светофильтром эмиссионных линий с известными λ . Измерения удобно проводить в ниже приведенной последовательности.

- Для оценки расстояний между зеркальными поверхностями пластин находится зависимость между квадратом радиуса колец и порядком интерференции. Расстояние между пластинами определяется из уравнения (5).
- Коэффициент отражения R определяется по формуле (10), учитывая, что для малых углов $\frac{\delta r}{\Delta r} \approx \frac{\delta \varphi}{\Delta \varphi}$.
- Эффективное число интерферирующих лучей определяется по (11). В нашем случае $N_e \approx \frac{\Delta r}{\delta r}$.

- Ширину инструментального контура (ширину колец) $\delta\lambda$ можно оценить через измеренные значения F , ϕ , g и δg , используя уравнение (12).
- Порядок интерференции в центре картины определяется из основного уравнения (1): $m = \frac{2h}{\lambda}$.
- С использованием уравнения (13), находится спектральное разрешение эталона R_λ .
- Область свободной дисперсии определяется по (14a) или (14b).

Указанные характеристики оцениваются последовательно для двух эталонов и представляются в форме таблиц и графика зависимости квадрата диаметров колец от их порядкового номера.

Литература

1. Ф.А. Королёв. Спектроскопия высокой разрешающей силы. М. 1953.
2. Настоящее и будущее телескопов умеренного размера. ИЛ, М., 1960, стр. 212-221.
3. Дж. Миберн. Обнаружение и спектрометрия слабых источников света. «Мир», 1979.
4. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М., Наука, 1973, стр. 297-313.

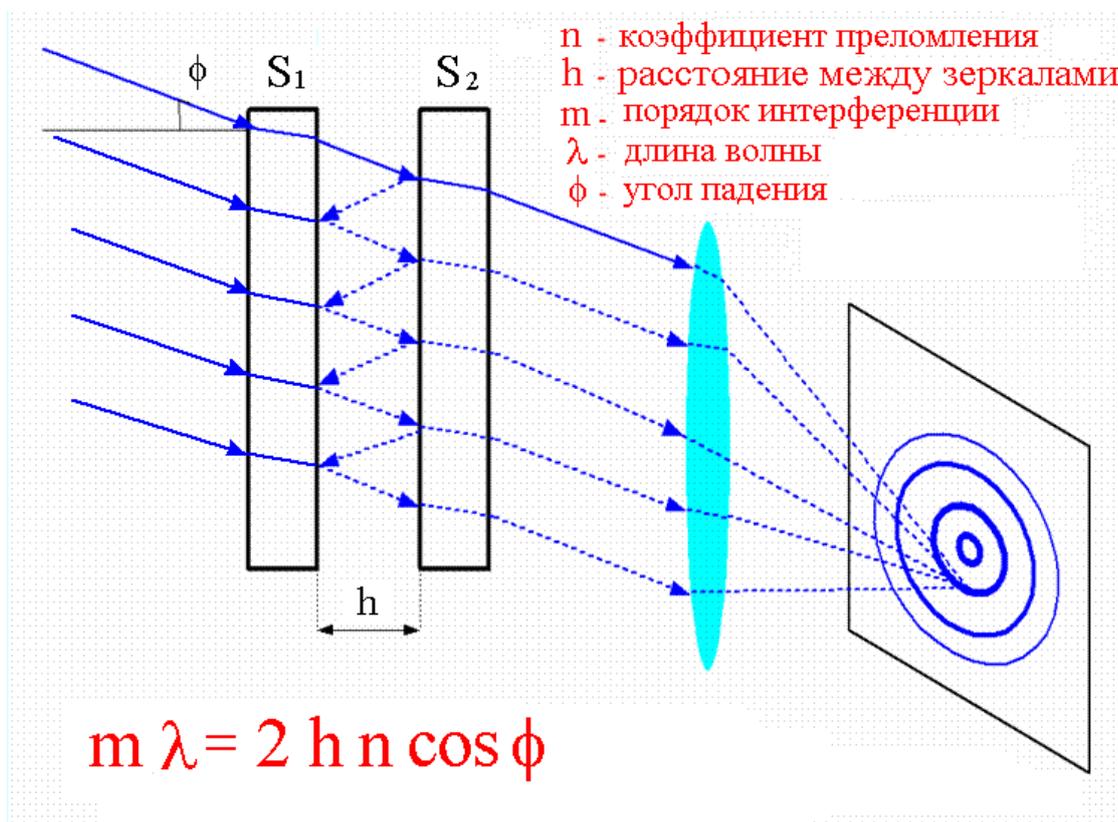


Рис.1

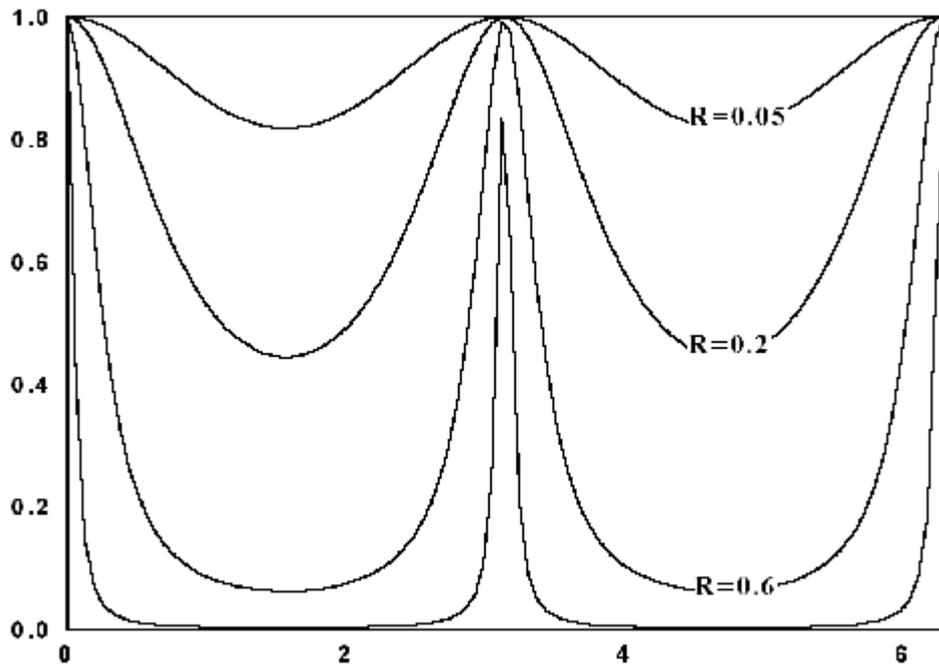


Рис. 2

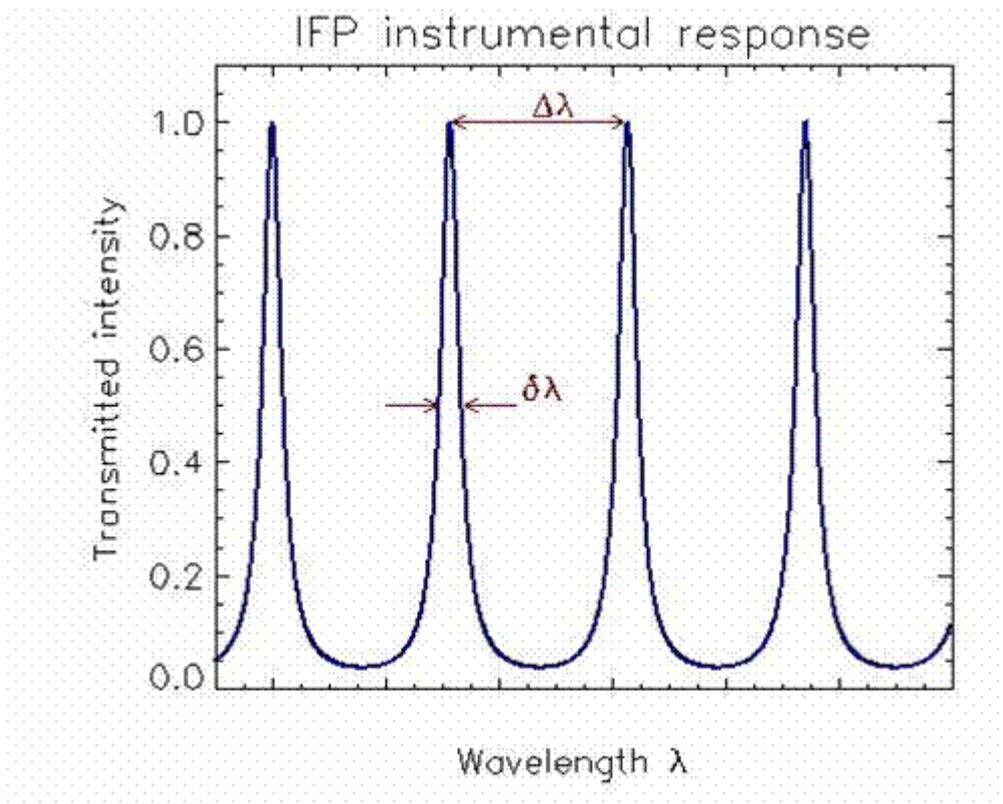


Рис. 3