

Интерферометр Фабри–Перо в мире импульсов: новый подход и возможности

Б.С. Могильницкий¹, Ю.Н. Пономарев^{2*}

¹Сибирский научно-исследовательский институт метрологии
630004, г. Новосибирск, пр. Димитрова, 4

²Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

Поступила в редакцию 3.02.2009 г.

Проводится анализ спектрально-временных характеристик интерферометра Фабри–Перо (ИФП) при импульсном освещении. Подробно рассмотрены процессы прохождения импульсов света разной длительности через ИФП. Представлены спектральные и временные характеристики ИФП при импульсной радиации. Проанализирована временная структура прошедшего через ИФП импульса. Определен предел временного разрешения ИФП. Выявлено принципиальное различие в пропускании ИФП одного импульса и регулярной последовательности лазерных синхронизованных импульсов. Представлена модель прохождения регулярной последовательности синхронизованных лазерных импульсов через ИФП как оптический фильтр.

Ключевые слова: интерферометр Фабри–Перо, ультракороткие лазерные импульсы, временное разрешение.

Введение

Впечатляющие достижения в области формирования пико- и фемтосекундных импульсов света возбудили интерес научного и практического использования импульсного излучения в целом ряде проблемных задач, включая атмосферную оптику, спектроскопию высокого разрешения, оптическую связь, лазерную технологию материалов и т.д. В связи с этим обстоятельством появились новые возможности использования интерферометра Фабри–Перо (ИФП) как оптического инструмента для анализа сред при импульсном освещении. Получение информации с помощью ИФП возможно не только в спектральном, но и, главное, во временном представлении. Это весьма существенное обстоятельство, поскольку широкий круг приложений использования импульсного излучения, таких как линейная и нелинейная спектроскопия, исследование процессов релаксаций энергии в физике, химии, биологии, взаимодействие излучения с веществом, лазерной технологии материалов, оптической связи, метрологии и т.д., нуждается в эффективном инструменте анализа, каким, по нашему мнению, может быть ИФП.

Взаимодействие ИФП с непрерывной радиацией исследовано достаточно подробно с разных точек его приложения. Взаимодействие ИФП с импульсным излучением рассмотрено в нескольких работах, число которых в последнее время растет [1–6]. Это связано

с появлением лазерных импульсов сверхкороткой длительности. Оперативно проведены первые исследования особенностей их распространения в атмосфере [7]. Побудительным мотивом работы явился уже достигнутый к настоящему времени высокий уровень техники временного разрешения сверхкоротких процессов, и этот уровень имеет перспективу роста [8].

Постановка задачи

В настоящей статье рассматривается изменение спектральных характеристик ИФП при импульсном освещении в сравнении с непрерывной радиацией. Анализируются спектрально-временные характеристики ИФП в мире световых импульсов разной длительности. Определяются условия максимальной прозрачности ИФП для импульсов пико-, фемтосекундного диапазона.

ИФП в режиме спектрометра

Взаимодействие ИФП с импульсным излучением характеризуется некоторым временем задержки импульса t_3 внутри интерферометра. Время задержки – время кругового обхода резонатора ИФП $t_3 = 2d \cos \theta / c = t_0 \cos \theta$, где $t_0 = 2d/c$ – время задержки для нормальных лучей; d – расстояние между зеркалами; θ – угол падения луча; c – скорость света.

Время спектрального разрешения ИФП t_r , необходимое для производства интерференционной картины когерентными лучами между зеркалами интерферометра, определим как $t_r = M t_0 \cos \theta$ [1], где M –

* Борис Сергеевич Могильницкий (ATS3300-106-45@yandex.ru); Юрий Николаевич Пономарев (yurpon@iao.ru).

число интерферирующих лучей, когда уже незаметен вклад M -го луча в полную интенсивность интерференции.

Формирование аппаратной функции ИФП (функции Эйри) при импульсном освещении определяется экспоненциально убывающим вкладом последующих отраженных лучей по сравнению с первыми. M -й отраженный луч вносит ничтожный вклад в формирование интерференции (рис. 1, а).

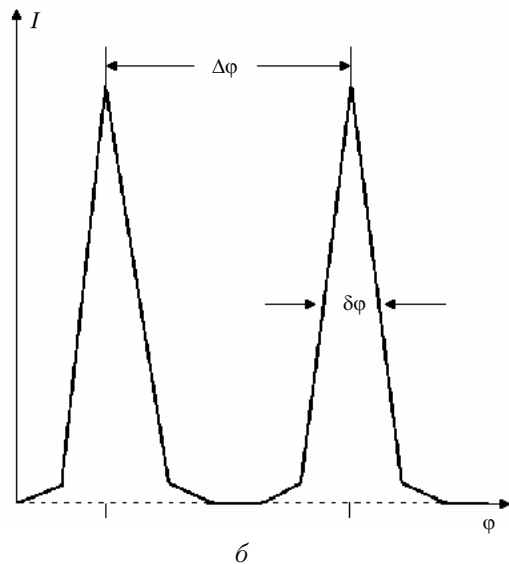
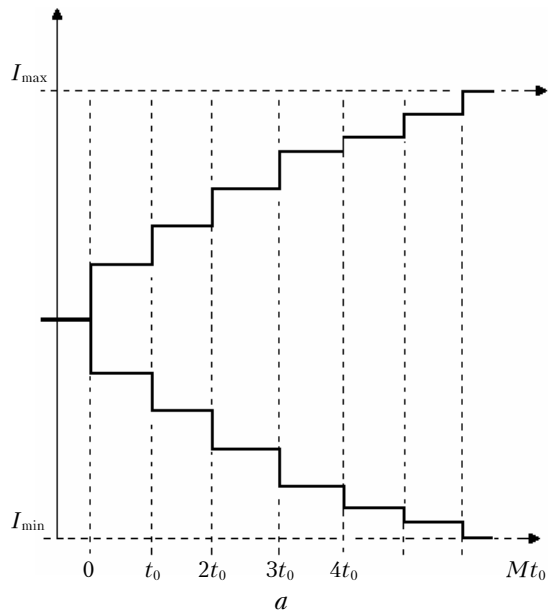


Рис. 1. Временной характер формирования аппаратной функции ИФП при импульсном освещении. Шаг ступенек отражает вклад M -го луча: верхняя ступенька — падающий луч, нижняя — отраженный (а); для сравнения: аппаратная функция ИФП при непрерывном освещении (б)

По порядку величины $M \cong 2N$, а при высокой отражательной способности зеркал ИФП $M \cong N$, т.е. сравнима с остротой интерферометра $N = \Delta\phi/\delta\phi$, где $\Delta\phi$ — область дисперсии (расстояние между максимумами интерференционной картины); $\delta\phi$ — по-

луширина аппаратной функции. Острота интерферометра (фактор резкости F) определяется через эффективное число интерферирующих лучей — число одинаковых по амплитуде лучей, обеспечивающих такое же разрешение, как и бесконечное число лучей с убывающей амплитудой:

$$N = \pi\sqrt{R}/(1-R), \quad (1)$$

а спектральное разрешение ИФП соответственно

$$R_0 = qN = v t_r \cos\theta, \quad (2)$$

где $q = 2d\cos\theta/\lambda$ — порядок интерференции; λ — длина волны; v — частота света; R — коэффициент отражения зеркал.

Полуширина аппаратной функции определяется коэффициентами отражения зеркал интерферометра: $\delta\phi = 2(1-R)/\sqrt{R}$, а область дисперсии в представлении набега фаз между интерферирующими лучами как $\Delta\phi = 2\pi$ [1]. С другой стороны, полуширина аппаратной функции ИФП может быть выражена в длинах волн как $\delta\lambda = (\lambda/qN)$, а область дисперсии (постоянная интерферометра, масштабный коэффициент) как $\Delta\lambda = \lambda^2/2d\cos\theta = \lambda/q$. Она равна расстоянию между первым и последним интерферирующими волновыми фронтами. В терминах частоты область дисперсии ИФП определяется как $\Delta\nu = c/2d$, а полуширина аппаратной функции как $\delta\nu = \nu/(qN)$. В долях порядка спектра область дисперсии есть $\Delta k = 1$, а полуширина аппаратной функции $\delta k = 1/N$. Таким образом, основные параметры ИФП — острота и разрешение интерферометра — могут быть определены в разных представлениях: в фазовом, частотном и в представлении порядка спектра и длин волн падающего света.

Спектральное разрешение ИФП связано с порядком интерференции q и падает с уменьшением базы интерферометра. Так, для метрового ИФП с остротой $N = 100$, освещаемого светом с длиной волны $\lambda = 0,6 \cdot 10^{-6}$ м, $q \cong 3 \cdot 10^6$ и разрешение соответственно $R_0 = 3 \cdot 10^8$, а для интерферометра с базой $d = 10^{-6}$ м разрешение $R_0 = 300$.

С другой стороны, R_0 пропорционально частоте падающего света и t_r .

Пропускание ИФП равно квадрату модуля аппаратной функции

$$A = T/(1 - \text{Re}^{\delta\phi})$$

многолучевого интерферометра [1]:

$$I = A^2 = J/[1 + F \sin^2(\delta/2)], \quad (3)$$

где $J = [T/(1-R)]^2$; $F = 4R/(1-R)^2$; δ — разность фаз между последовательными лучами.

Таким образом, основные характеристики ИФП при импульсном освещении не изменяются по сравнению с характеристиками ИФП, освещаемого непрерывным светом (рис. 1, б), за исключением процесса формирования аппаратной функции и некоторого интервала времени для создания интерференции.

Работа ИФП в импульсном режиме определяется длительностью импульса $\tau_{\text{и}}$ падающего света, временем задержки светового импульса t_3 и временем спектрального разрешения t_r . Соотношение этих величин описывает все возможные варианты работы ИФП как в режиме спектрометра, так и в режиме оптического фильтра.

1. При освещении ИФП монохроматическим когерентным непрерывным ($\tau = \infty$) светом параллельных M лучей вследствие процесса многолучевой интерференции в ИФП на выходе его наблюдается интерференционная картина в виде светлых и темных колец (полосы равного наклона). Условие появления светлого кольца (максимума интерференции) $q\lambda = 2d$, а темного (минимума интерференции) — $(q + 1/2)\lambda = 2d$. Наблюдение интерференционной картины в этом случае возможно при изменении длины базы ИФП.

2. При освещении ИФП импульсом «большой» длительности $\tau_{\text{и}} > t = Mt_0$ происходит возрастание интенсивности I_M прошедшего света, сформированной M первыми последовательными лучами, в соответствии с [1]:

$$I_M = J_M \frac{1 + F_M \sin^2(M\delta/2)}{1 + F_M \sin^2(\delta/2)}, \quad (4)$$

где

$$J_M = \left[\frac{T(1 - R^M)}{1 - R} \right]^2 < J; \quad F_M = \frac{4R^M}{(1 - R^M)^2} < F.$$

Параметры аппаратной функции (высота максимума и его ширина) будут изменяться в сторону ухудшения с уменьшением длительности импульса (уменьшение M) вплоть до исчезновения интерференции ($M = 1$).

3. При освещении ИФП «коротким» импульсом (рис. 2), длительность которого меньше времени двойного обхода резонатора ИФП $\tau_{\text{и}} < t_0$, прошедший через ИФП свет состоит из серии импульсов уменьшающейся амплитуды, разделенных временем t_0 . Поскольку они не перекрываются, то интерференция отсутствует и ИФП теряет статус оптического фильтра.

4. Иная ситуация при освещении ИФП серией когерентных «коротких» импульсов (рис. 3), когда период следования их Δt равен времени двойного обхода резонатора t_0 . Причем по-прежнему $\tau_{\text{и}} \leq t_0$. В этом случае происходит перекрытие «коротких» импульсов: предыдущий заканчивает обход на входном зеркале резонатора, а последующий в этот же момент снова появляется на входном зеркале.

Интенсивность прошедшего света равна произведению интенсивности импульсов на их число. Сверхкороткие импульсы генерируются лазерами, работающими в режиме синхронизации мод. Их число определяется параметрами резонатора лазера через частоту следования в единицу времени. Например, для метрового резонатора лазера частота следования синхронизованных импульсов $f = c/2d = 150$ МГц при периоде следования $\Delta t = 2d/c \cong 7$ нс. Число

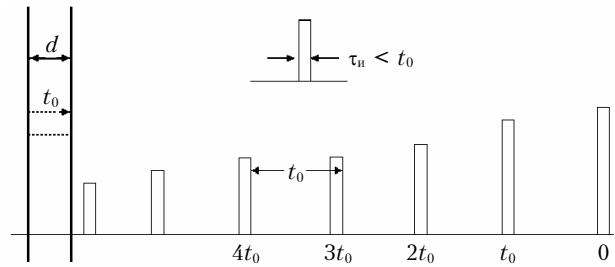


Рис. 2. «Короткий» импульс ($\tau_{\text{и}} < t_0$), не производящий интерференции. ИФП производит серию импульсов уменьшающейся амплитуды, разделенных временем задержки t_0 . Вверху показан падающий на ИФП импульс

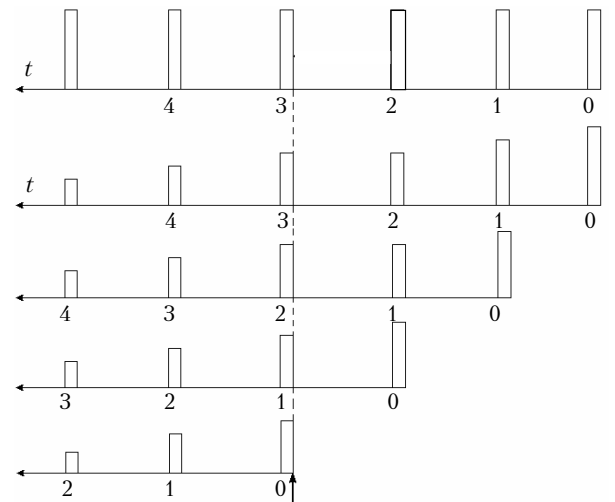


Рис. 3. Серия когерентных импульсов, разделенных временем $t_0 = \Delta t$, формирует регулярный интерференционный процесс. Верхний ряд — регулярная последовательность импульсов. Последующие ряды — серия импульсов, создаваемых нулевым, первым, вторым падающими импульсами в эквивалентной временной шкале. Перекрывающиеся импульсы в определенный момент времени — жирная стрелка. Фазы этих импульсов такие же, как у первоначального импульса

таких импульсов, освещающих ИФП, составляет $1,5 \cdot 10^8$ в секунду. Длительность синхронизованных импульсов при этом может составлять тысячную и менее часть периода следования (пикосекундный и фемтосекундный диапазоны).

ИФП в режиме оптического фильтра

В режиме фильтра (луч коллимирован и перпендикулярен поверхности зеркал: $\cos\theta = 1$ ($\theta = 0$), где θ — угол между направлением луча и нормалью к поверхности зеркал).

Удобно характеризовать работу ИФП как временного фильтра параметром $T = Nt_0$ — временем установления стационарной интерференционной картины, определяющей инерционность процесса измерений [9]. Этот параметр можно интерпретировать в качестве критерия *временного* разрешения ИФП.

Таким образом, временное разрешение ИФП связано с остротой и базой интерферометра — чем меньше

база и острота ИФП, тем более короткий импульс он пропустит без искажения его формы, а ИФП будет иметь более высокое временное разрешение. Наличие интерференции является необходимым условием работы фильтра, что требует выполнения условия $\tau_n \geq t_0$.

Если ввести понятие эффективной длины $L_{\text{эф}}$ ИФП [9], то можно оценить предельное значение длительности импульса света, которую можно разрешить с помощью ИФП. Для реализации условий интерференции необходимо выполнить определенные требования на длину резонатора ИФП. Поскольку $L_{\text{эф}} = (Nt_0)c = 2Nd$, то при $L_{\text{эф}}$, равной длине волны генерации $\lambda = 1$ мкм, база ИФП должна быть не более $1/4$ длины волны света, т.е. $d = 0,25 \cdot 10^{-6}$ м. Через такой ИФП, как оптический фильтр, пройдет импульс длительностью $\tau_n \approx 10$ фс.

Более строгая оценка предела временного разрешения длительности прошедшего импульса представлена в [13]. Полуширина длительности прошедшего импульса без искажения его формы является функцией длины резонатора (базы ИФП) и остроты интерферометра N :

$$\tau_{\min} = 4 \ln 2 (nL_{\text{эф}}/c), \quad (5)$$

где n – показатель преломления среды.

В соответствии с (5) неискаженный световой импульс длительностью 10 фс может пройти через ИФП (при $N = 100$) с базой не более $5 \cdot 10^{-9}$ м (5 нм). При остроте $N = 10$ база увеличится на порядок: $d = 5 \cdot 10^{-8}$ м, а при $N = 1$ возрастет до размеров половины длины волны падающего света. Такая острота, как известно, соответствует двухлучевому интерферометру. Поэтому *двухлучевая интерферометрия* более эффективна для временного разрешения, поскольку время формирования интерференции в этом случае минимально: $t_r = t_0$, т.е. равно времени двойного обхода резонатора импульсом света. Другими словами, двухлучевой интерферометр «работает быстрее», но с худшим качеством спектрального разрешения.

В реальном ИФП в силу технических причин (толщина отражающих слоев каждого из зеркал ИФП $\sim 0,25 \cdot 10^{-6}$ м) минимальная база интерферометра не может быть меньше 10^{-6} м, поэтому для реального ИФП наименьшая длительность импульса, прошедшего через него в режиме фильтра с остротой $N = 100$, соответствует пикосекундному диапазону длительностей. На *одиночные* импульсы фемтосекундной длительности ИФП как оптический фильтр не реагирует, поскольку в этом случае интерференция не реализуется из-за условия $\tau_n \leq t_0$. Такие импульсы пройдут без временных изменений в режиме ослабления оптической средой – зеркалами ИФП.

Здесь отметим, что оптимальные условия работы ИФП достигаются при равенстве длительности входного импульса τ_n времени разрешения интерферометра T ($\tau_n = T$), отражающем компромисс между спектральным и временным разрешением: еще нет существенных временных искажений динамики

импульса и спектр импульса еще полностью разрешается.

Таким образом, в соответствии с фундаментальным соотношением неопределенности Гейзенберга: $\delta\nu\delta t \geq 2\pi$, мы имеем свободу выбора: *либо высокое спектральное разрешение для «больших» импульсов, либо высокое временное разрешение сверхкоротких импульсов при «низком» спектральном разрешении.*

Отсюда следует, что для установления «качественного» спектрального разрешения ИФП необходим определенный промежуток времени, а для «качественного» временного разрешения необходима определенная база ИФП.

Временная структура световых импульсов, прошедших ИФП

Время задержки определяет динамический процесс формирования интерференции в ИФП. Рассмотрение временной динамики прохождения ИФП световыми импульсами дает информацию о форме, длительности и интенсивности прошедшего импульса. Это важные параметры для изучения переходных процессов и, в частности, процесса привязки базы ИФП к стабильной лазерной генерации в виде регулярной последовательности импульсов сверхкороткой длительности [10].

Анализ параметров прошедшего через ИФП импульса света проведем, следуя работам [11, 12]. Падающий на ИФП гауссов импульс представляется в виде

$$E_1(t) = A \exp\left[-\frac{(t/\tau^*)^2}{2}\right] \exp[i(\omega_0 t - at^2)], \quad (6)$$

где A – максимальная амплитуда импульса; ω_0 – центральная частота импульса; a – параметр, описывающий линейный чирп импульса; τ_n^* определяет ширину гауссова импульса. Функция передачи ИФП имеет вид

$$\chi(\alpha) = k \sum_{m=0}^{\infty} (R_1 R_2)^m \exp(i2M\omega t_0) \exp(-i\omega t_0), \quad (7)$$

где R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал ИФП; ω – угловая частота светового импульса; m – число отражений луча от зеркал, а

$$k = A\sqrt{(1-r_1^2)(1-r_2^2)}, \quad t^* = \frac{t_0}{2} = \frac{dn}{c}, \quad (8)$$

где t^* – время однократного прохождения импульса через ИФП.

Используя Фурье-преобразование к выражению (6), описывающему временное изменение электрической напряженности светового поля входного импульса, найдем $E_1(\omega)$ – частотное распределение электрической напряженности. Затем, используя функцию передачи ИФП, определим $E_2(\omega)$: $E_2(\omega) = E_1(\omega)\chi(\omega)$ – частотное распределение электрической напряженности светового поля прошедшего

импульса. И наконец, используя Фурье-преобразование к $E_2(\omega)$ во временной области, находим временную форму выходного импульса

$$E_2(t) = k' \sum_{m=0}^{\infty} (R_1 R_2)^M \times \exp \left\{ -(1 - 4a^2 \tau_n^{*4}) \frac{[t - t^* - 2Mt^* - (2a\omega_0/4a^2 \tau_n^{*4})]^2}{2\tau_n^{*2}} \right\} \times \exp(i\psi_m), \quad (9)$$

где

$$k' = k \exp \left\{ \frac{-\omega_0^2 \tau_n^{*2}}{2(1 - 4a\tau_n^*) \exp \left[\frac{i\omega_0^2 a \tau_n^{*4}}{1 - 4a\tau_n^{*2}} \right]} \right\}, \quad (10)$$

$$\psi_m = -2a \left[2Mt^* - t^* - \frac{\omega_0}{4a} \right] + \frac{\omega_0^2}{8a}. \quad (11)$$

Интенсивность выходного импульса пропорциональна произведению $E_2(t)E_2^*(t)$ и в случае отсутствия чирпа ($a = 0$) имеет вид [11]:

$$I(t) = k^2 \sum_{M=0}^{\infty} (R_1 R_2)^{2M} \exp \left[-\frac{(t - t^* - 2Mt^*)^2}{\tau_n^{*2}} \right] + k^2 \sum_{M=0}^{\infty} \sum_{M \neq n} R_1 R_2^{(M+n)} \exp \left[-\frac{(M-n)^2 t^{*2}}{\tau_n^{*2}} \right] \times \exp \left\{ -\frac{[t - t^* - (M+n)t^*]^2}{\tau_n^{*2}} \right\} \cos[2\omega_0 t^* (M-n)], \quad (12)$$

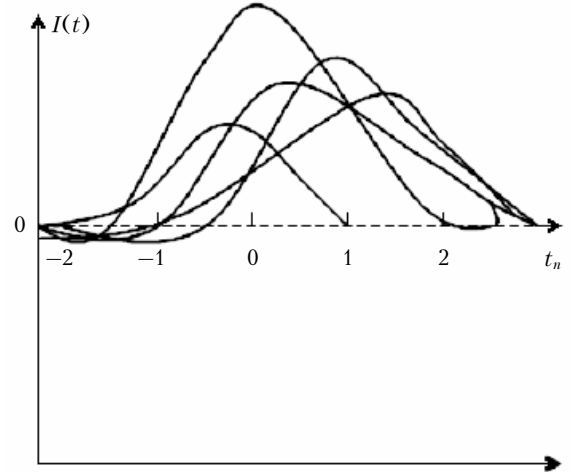
где n – целое число (промежуточный индекс суммирования).

Как видно из (12), прошедшее через ИФП излучение состоит из последовательности гауссовых субимпульсов, периодически следующих через время отклика t^* . Для случая резонанса, когда $\Delta\varphi = (\omega_0 - \omega_p)t^* = K\pi$ [K, M – целые числа, $\omega_p = 2\pi Mc/(nL)$ – резонансная частота ИФП], коэффициент при косинусе в (12) равен единице и многолучевая интерференция максимальна (рис. 4, а), а когда $\Delta\varphi = (\omega_0 - \omega_p)t^* = K(1/2 + \pi)$, интерференция отсутствует (рис. 4, б) [12].

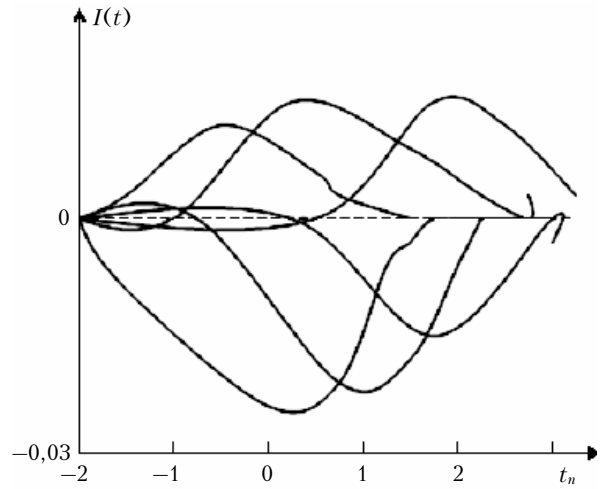
Указанные графики рассчитаны при параметрах $A = 1$, $R_1 = R_2 = 0,9$, $t_n = 0,5$, где $t_n = nd/(c\tau_n)$ – параметр безразмерного нормализованного времени, связывающий длину резонатора с длительностью падающего импульса света.

Таким образом, расстройка центральной частоты ω_0 входного импульса относительно резонансной частоты ω_p интерферометра определяет выходные параметры импульсного излучения: форму импульса, его интенсивность, время задержки и др.

На рис. 5 представлена зависимость времени задержки светового импульса в ИФП от длительности



а



б

Рис. 4. Субимпульсы на выходе ИФП: для $\Delta\varphi = 0$ – интерференция максимальна (а); для $\Delta\varphi = \pi/2$ – интерференция отсутствует (б). Масштаб по оси абсцисс представлен в единицах нормализованного времени

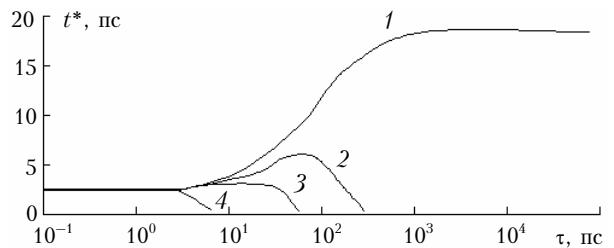


Рис. 5. Зависимость времени задержки ИФП t^* от длительности входного импульса τ_n : 1 – $\Delta\varphi = 0$; 2 – $\Delta\varphi = \pi/8$; 3 – $\Delta\varphi = \pi/4$; 4 – $\Delta\varphi = \pi/2$

ности падающего импульса для $A = 1$, $R_1 = R_2 = 0,9$, $t^* = 1$ пс [11]. Видно, что время задержки для импульсов длительностью $\tau_n < t^*$ равно 1 пс. Это результат того, что многолучевая интерференция в этих условиях мала.

Для входных импульсов $\tau_n > t^*$ выходной импульс расщепляется на несколько пиков, длительность первого из них равна t^* – времени отклика.

С ростом длительности входного импульса взаимодействие субимпульсов усиливается, что неизбежно влияет на время задержки. При $\Delta\varphi = (\omega_0 - \omega_p)t^* = 0$ (кривая 1) многолучевая интерференция эффективна и время задержки велико (~ 20 пс). Когда $\Delta\varphi = (\omega_0 - \omega_p)t^* = \pi/2$ (кривая 4), интерференция отсутствует и время задержки равно нулю.

Здесь необходимо отметить некоторые особенности формы выходного импульса в зависимости от соотношения времени отклика t^* и длительности входного импульса τ_n :

в случае когда $\tau_n > t^*$ (входной импульс «большой»), прошедший через ИФП импульс представляет собой совокупность перекрывающихся субимпульсов (см. рис. 4, а), образующих, по существу, сильно уширенный входной импульс;

когда $\tau_n \ll t^*$, выходной импульс эквивалентен входному, так как в этом случае временная задержка отсутствует.

Условие эффективной интерференции $\tau_n > t^*$ — длительность входного импульса больше времени отклика — определяет длину резонатора ИФП. Для одиночных входных импульсов фемтосекундного диапазона время отклика, определенное как время однократного прохождения базы резонатора ИФП, составляет исчезающе малую величину и, как следствие этого, база реального ИФП должна быть нулевой. По этой причине реальный интерферометр Фабри—Перо непрозрачен для одиночных импульсов фемтосекундной длительности.

При определенной регулярной последовательности лазерных импульсов пико- и фемтосекундной длительности жесткость указанного условия эффективной интерференции снимается и фильтр Фабри—Перо становится резонансно прозрачным для таких импульсов.

Прохождение лазерных синхронизованных импульсов через ИФП

Взаимодействие ИФП с синхронизованными импульсами имеет ряд особенностей. Максимальная прозрачность ИФП реализуется при условии «частотного» резонанса — центральная частота каждого синхронизованного лазерного импульса совпадает с собственной частотой соответствующей моды ИФП (области дисперсий резонаторов ИФП и лазера адекватны). Это означает выполнение условий оптического фильтра $(\omega_\phi - \omega_\lambda)t^* = 0$, где ω_ϕ — резонансная частота моды ИФП. Эта ситуация представлена на рис. 6.

Поскольку ширина каждой «горячей» моды лазера, сформированной в резонаторе лазера, в точности эквивалентна резонатору ИФП, значительно меньше соответствующей «холодной» моды ИФП, то при условии равенства длин резонаторов лазера и ИФП пропускание ИФП будет максимальным.

Для выполнения функции оптического фильтра необходимо, чтобы в ИФП реализовались условия

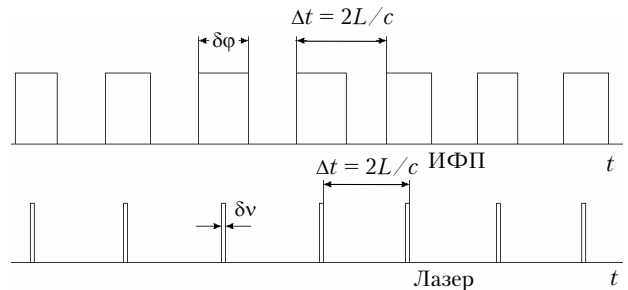


Рис. 6. Верхний ряд — моды резонатора ИФП: Δt — период следования «холодных» мод резонатора ИФП. Нижний ряд — синхронизованные моды генерации лазера: Δt — период следования «горячих» мод; $\delta\nu$ — полуширина каждой синхронизованной моды. Случай эквивалентности длин резонаторов ИФП и лазера

интерференции — взаимодействие, по крайней мере, хотя бы двух когерентных лучей. Это обстоятельство накладывает определенные требования на длины резонаторов ИФП и лазера. Условие прозрачности ИФП как оптического фильтра для лазерных импульсов сверхкороткой длительности выполняется автоматически, поскольку период следования лазерных импульсов в режиме синхронизации мод в точности равен времени двойного обхода резонатора лазера импульсом света. Поскольку резонаторы ИФП и лазера идентичны, то частотные «решетки» мод лазера и интерферометра в точности совпадают и каждая «узкая» мода лазера проходит через свою «широкую» моду ИФП. Ситуация, представленная на рис. 6, соответствует режиму «эквивалентности» длин резонаторов лазера и ИФП, когда их области дисперсии идентичны. Возможна также ситуация, когда период следования синхронизованных импульсов кратно больше (меньше) времени двойного обхода резонатора ИФП ($\Delta t < t_0$), что соответствует неравенству длин резонаторов лазера и ИФП. Интенсивность света, прошедшего ИФП, в этом случае, определяется, как и раньше, с помощью соотношения (3).

Модель прохождения синхронизованных импульсов через ИФП следующая: сверхкороткий когерентный импульс $\tau_n \ll t_0$ при входе в ИФП «распадается» на n когерентных непрерывных источников света в соответствии с теорией интеграла Фурье $\delta\nu\delta t \geq 2\pi$, равных числу синхронизованных мод лазера. Каждый такой *непрерывный* источник света проходит через *свою* полосу пропускания резонатора ИФП. На выходе ИФП происходит процесс обратного преобразования всех *непрерывных* источников в один сверхкороткий импульс. Вышедший из ИФП импульс дополняется серией последующих сверхкоротких импульсов уменьшающейся амплитуды через время отклика ИФП.

Заключение

При взаимодействии ИФП с импульсами света наблюдается ряд особенностей, которых нет при непрерывном освещении. Для реализации ИФП как оптического фильтра необходимо выполнение

определенных условий: длительность одиночных импульсов падающего света должна быть больше времени кругового обхода светом резонатора ИФП, или, в частном случае, равна периоду следования световых импульсов. При регулярной последовательности лазерных синхронизованных импульсов и кратных длин резонаторов ИФП и лазера интерферометр прозрачен для импульсов любой длительности. Это важное обстоятельство при использовании ИФП в качестве стабильной меры длины [10]. ИФП можно с успехом применять в качестве инструмента анализа как спектральных, так и временных характеристик динамических процессов.

Работа выполнена при частичной поддержке Проекта 9.1 Программы фундаментальных исследований РАН.

1. *Chandrasekhar R.* Response of Fabry–Perot interferometers to light pulses of very short duration // *J. Opt. Soc. Amer.* 1975. V. 65. N 12. P. 1418–1423.
2. *John O. Stoner, Jr.* Calculation of Interferometer Characteristics by a Method of Optical Transients // *J. Opt. Soc. Amer.* 1966. V. 56. N 3. P. 370–376.
3. *Cesini G. et al.* Response of Fabry–Perot interferometers to amplitude-modulated light beams // *Opt. Acta.* 1977. V. 24. N 12. P. 1217–1236.
4. *Померанский А.А.* Метрологическое обеспечение измерений оптико-физических параметров излучения ОКГ // *Тр. ВНИИФТРИ*, 1976. С. 76–83.

5. *Беспалов В.Г., Ефимов Ю.Н., Стаселько Д.И.* // *Оптика и спектроскопия*. 2001. Т. 90. № 4. С. 690–698.
6. *Бакланов Е.В., Дмитриев А.К.* Абсолютное измерение длины с помощью фемтосекундного лазера // *Квант. электрон.* 2002. Т. 32. № 10. С. 925–928.
7. *Киселев Ф.М., Пономарев Ю.Н., Степанов А.Н., Тихомиров А.Б., Тихомиров Б.А.* Поглощение фемтосекундного излучения Ti:Sa-лазера атмосферным воздухом и водяным паром // *Оптика атмосф. и океана*. 2006. Т. 19. № 8. С. 678–683.
8. *Щелев М.Я.* Пико-, фемтосекундная электронно-оптическая фотография в квантовой электронике // *Квант. электрон.* 2001. Т. 31. № 6. С. 477–482.
9. *Беспалов В.Г., Ефимов Ю.Н., Стаселько Д.И.* Спектрально-временной анализ импульсных оптических сигналов интерферометром Фабри–Перо // 2008. usa.imfo.ru/data/publications/BOOK003.
10. *Могильницкий Б.С., Толстиков А.С., Черепанов В.Я.* Прецизионные измерения длин на основе импульсного лазера // *Измерительная техника*. 2004. № 8. С. 9–16.
11. *Guangqiong Xia et al.* Time Delay of Fabry–Perot Filters to Short Optical Pulses // *J. Opt. Commun.* 2001. V. 22. N 3. P. 87–91.
12. *Wu Z., Xia G., Chen J.* Computer of Time Response of Fabry–Perot Etalon Filters to Short Optical Pulses // *J. Opt. Commun.* 1997. V. 18. N 1. P. 19.
13. *Charles A.E., Andrew D.S., Stephen T.K.* Etalon time response limitation as calculated from frequency analysis // *Opt. Eng.* 1993. V. 22. N 3. P. 464–468.

B.S. Mogilnitsky, Yu.N. Ponomarev. The Fabry–Perot interferometer in the realm of pulses: a new approach and possibilities.

Spectral and temporal characteristics of a Fabry–Perot interferometer (FPI) are analyzed in pulsed illumination. Transmission processes of light pulses of different lengths through FPI are considered in detail. Spectral and temporal characteristics of FPI at pulsed radiation are presented. The temporal structure of an FPI-passing pulse is analyzed. The threshold of FPI temporal resolution is determined. A fundamental difference between FPI transmission of one pulse and regular sequence of locked laser pulses is revealed. A model is described of passing a regular sequence of locked laser pulses through FPI as an optical filter.