

## О точном определении малых сдвигов частоты излучения с помощью интерферометра Фабри–Перо

А.А.Гордеев, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов

*Предложена и реализована методика математической обработки оцифрованных интерферограмм Фабри–Перо для исключения субъективных факторов и увеличения точности измерений.*

**Ключевые слова:** эталон Фабри–Перо, частотный сдвиг, ПЗС-матрица, оцифровка изображений.

В настоящей работе речь пойдет об определении частотного сдвига спектральных линий, когда этот сдвиг сравним с разрешающей способностью измерительного прибора. В многочисленных работах по экспериментальному исследованию вынужденных рассеяний, для которых характерны малые частотные сдвиги линий рассеянного излучения относительно линий возбуждающего излучения, для регистрации спектров с помощью эталона Фабри–Перо, используется метод разделения поля зрения регистрирующего спектр элемента (фотопленки, ПЗС-матрицы) на две независимые области. При этом каждая из областей освещается только одним источником света (обычно это излучение накачки или излучение вынужденного рассеяния, см., напр., [1–4]). Для адекватного определения частотного сдвига необходимы точные измерения диаметров интерференционных колец. Эти измерения предполагают, что интерференционная картина разделена строго по диаметру колец. Однако в экспериментальной практике такое деление, естественно, осуществляется с некоторой ошибкой, и это сразу вносит ошибку в спектральные измерения. Кроме того, изображение колец имеет спеклованный характер, что затрудняет нахождение максимума спектральной линии, о чем будет сказано ниже. Разработке метода минимизации перечисленных ошибок и посвящена данная статья.

На рис.1 представлена схема одного из вариантов реализации указанного метода. Световые пучки 1, 2 от разных источников попадают на непрозрачный плоский тонкий экран 3 и далее на линзу 4, формирующую изображение края экрана на бесконечности. После линзы параллельные пучки поступают на эталон Фабри–Перо 5, а затем на объектив 6, в фокусе которого расположена ПЗС-матрица 7. Вертикальной штриховой линией обозначена фокальная плоскость линзы 4, в которой иногда размещается светорассеивающий элемент для улучшения однородности засветки зеркал эталона. В такой схеме в фокусе объектива 6 возникает спектральная картина, в одной половине которой располагается спектр (в виде полуколец) излучения пучка 1, а в другой – пучка 2.

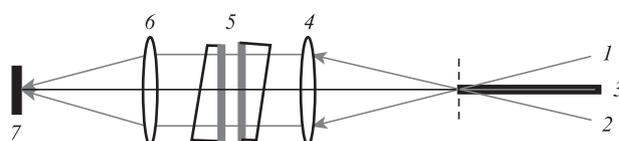


Рис.1. Оптическая схема двупольного измерения спектров: 1, 2 – световые пучки от разных источников; 3 – экран; 4 – линза с фокусным расстоянием 34 см; 5 – эталон Фабри–Перо; 6 – объектив с фокусным расстоянием 48 см; 7 – ПЗС-матрица.

ПЗС-матрица (в нашем случае матрица WinCamD-UCM фирмы DataRay, 1020×1020 пикселей) регистрирует спектральную картину, которая обычно наблюдается на мониторе компьютера и обрабатывается с помощью стандартного программного обеспечения. Следует отметить, что ПЗС-матрица обычно используется для регистрации параметров ближней и дальней зон лазерного излучения, которые представляют собой достаточно плавно меняющиеся по поперечным координатам структуры, и стандартные методы обработки включают в себя определение положений максимумов интенсивности, средних поперечных размеров пучков и т. д. с применением функций сглаживания, которые используются для построения распределений интенсивности в фиксированных сечениях двумерной ПЗС-матрицы.

В противоположность этому картина распределения интенсивности при регистрации спектров с помощью эталона Фабри–Перо является, как отмечалось выше, очень неоднородной (спеклованной) из-за интерференции соседних участков фокального распределения изображения при конечной апертуре оптической системы, а также из-за интерференции основного изображения с паразитно рассеянными элементами оптической схемы светом. Это обстоятельство и не позволяет корректно определять диаметры интерференционных колец. На рис.2 в качестве примера представлены типичные распределения интенсивности, регистрируемые с помощью ПЗС-матрицы по схеме, приведенной на рис.1. Эти распределения соответствуют трехмерной картине кольцевой структуры, полученной с использованием двух световых пучков с различной интенсивностью.

Для повышения точности измерения параметров интерференционной картины, очевидно, необходимо найти геометрический центр системы интерференционных колец и провести суммирование амплитуд по радиусу в опре-

А.А.Гордеев, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: mihailovsi@lebedev.ru

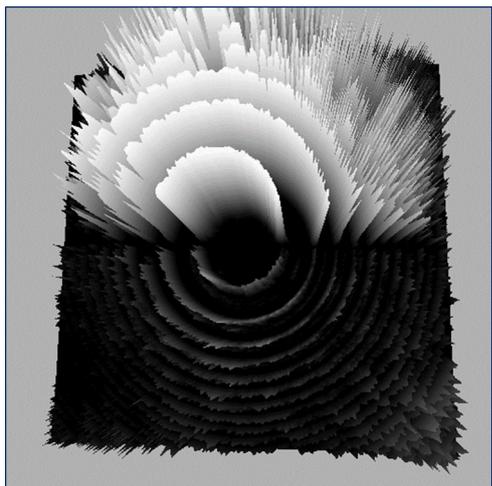


Рис.2. Иллюстрация неоднородности (спеклованности) кольцевой структуры сигнала, регистрируемого ПЗС-матрицей по схеме, приведенной на рис.1.

деленном угле отдельно для верхней и нижней полуплоскостей. Эта процедура эквивалентна усреднению по ансамблю реализаций случайных фазовых соотношений интерферирующих полей, т.е. переходу от когерентной засветки к некогерентной.

Для определенности воспользуемся языком программирования популярного математического пакета Mathcad, позволяющего принимать BMP- и CSV-файлы, в виде которых можно представлять результаты регистрации изображений ПЗС-матрицей, при этом язык интуитивно понятен и лаконичен. В начальном приближении введем координаты центра и радиус окружности  $a_0, b_0$  и  $R_0$  (радиусом  $R_0$  может служить примерный радиус любого выбранного кольца интерферограммы, кроме, очевидно, минимального), которые можно определить визуально с помощью произвольного графического редактора или средствами Mathcad. Введем функцию  $F(R,a,b)$ , где  $a, b$  – координаты центра окружности радиусом  $R$ , вида

$$F(R, a, b) := \begin{cases} c := 0 \\ \text{for } j \in 0..G \\ \quad \text{for } i \in 0..a_0 \\ \quad \quad c \leftarrow \begin{cases} c + A_{i,j} & \text{if } \left| \sqrt{(i-a)^2 + (j-b)^2} + R \right| \leq h \\ c & \text{otherwise} \end{cases} \\ \frac{c}{R} \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $A_{i,j}$  – амплитуды сигналов пикселей с координатами  $i, j$ ;  $2h$  – ширина полосы суммирования в пикселях;  $G$  – размер квадратной матрицы в пикселях. Зададим области изменения дискретных координат  $a, b$  и радиуса  $R$  как  $a_0 - d < a < a_0 + d, b_0 - d < b < b_0 + d, R_0 - d < R < R_0 + d$ . Величина  $d$  выбирается из простых соображений: необходимо, чтобы истинные значения координат и радиуса заведомо попадали в область их изменения. Первые две строки программы (1) определяют области изменения координат, третья строка обозначает суммирование с использованием условного оператора: если аргументы  $R, a, b$  удовлетворяют приведенному в (1) условию, то происходит добавление соответствующего элемента  $A_{i,j}$  в сумму, а если не удовлетворяют, то добавляется 0. Значение функции  $F(R,a,b)$  нормируется на  $R$ , т.к. число элементов суммирования очевидно пропорционально радиусу  $R$ . Функ-

ция  $F(R,a,b)$  является интегралом перекрытия однородного кольца, имеющего ширину  $\sim 2h$  и средний радиус  $R$ , с выбранным кольцом интерферограммы. Далее методом простого перебора находим максимум данной функции (эта процедура также легко реализуется программными средствами Mathcad). Если подобрать ширину  $2h$  примерно равной ширине интерференционного кольца, то соответствующие значения координат  $a$  и  $b$  практически совпадают со значениями координат центра интерференционной картины (это можно понять из простых геометрических соображений). Таким образом, с помощью процедуры (1) были определены координаты  $a$  и  $b$  центра интерференционной картины. Отметим, что здесь мы выбрали в качестве рабочей верхней полуплоскости матрицы ( $0 \leq i \leq a_0$ ). Аналогично можно поступить и с нижней полуплоскостью ( $a_0 \leq i \leq G$ ), где записана интерферограмма другого излучения.

Для построения зависимости суммарного сигнала пикселей от радиуса проведем процедуру суммирования, используя вектор  $f_k$  вида

$$f_k := \begin{cases} k := 1..3 \cdot a & R_k := \frac{k}{3} & c_k := 0 \\ \text{for } j \in 0..G \\ \quad \text{for } i \in 0..a \\ \quad \quad c_k \leftarrow \begin{cases} c_k + A_{i,j} & \text{if } \left| \sqrt{(i-a)^2 + (j-b)^2} + R_k \right| \leq 0.5 \\ c_k & \text{otherwise} \end{cases} \\ \frac{c_k}{R_k} \end{cases} \quad (2)$$

Здесь для увеличения числа расчетных точек в три раза введена дискретная переменная  $k$ , а ширина полосы суммирования составляет примерно один пиксель. Величины  $a$  и  $b$  соответствуют максимуму функции  $F(R,a,b)$ . Аналогично (1) величина вектора  $f_k$  нормируется на  $R_k$ . На рис.3 в качестве примера представлены результаты обработки интерферограмм излучения второй гармоники стабилизированного одномодового непрерывного Nd:YAG-лазера. Оба поля регистрации создавались одним и тем же излучением. Пунктирная кривая соответствует верхнему полю регистрации, сплошная кривая – нижнему. Хорошо видно, что зависимости интенсивности от радиуса для обоих полей регистрации практически совпадают. Это является прямым свидетельством правильности выбранной методики.

На рис.4 приведены интерферограмма, полученная при исследовании вынужденного температурного рассеяния (ВТР) в случае двухфотонного поглощения в толуоле, и результаты ее обработки. Источником накачки служила

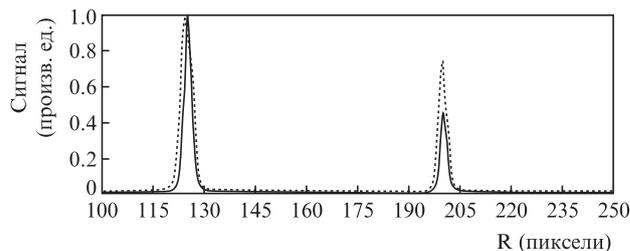


Рис.3. Результаты обработки интерферограмм излучения второй гармоники стабилизированного одномодового непрерывного Nd:YAG-лазера. Сплошная и пунктирная кривые соответствуют двум полям интерферограмм для световых пучков одинаковой частоты.

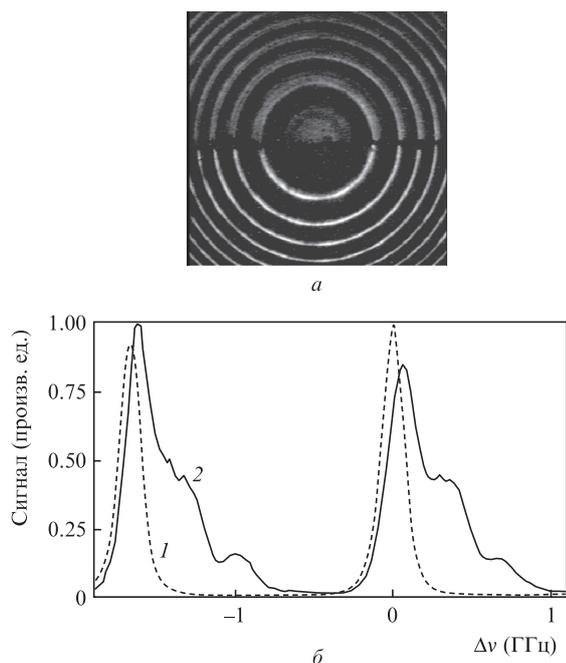


Рис.4. Интерферограмма (а) и соответствующие ей спектры излучения накачки (1) и антистоксовой компоненты ВТР со сдвигом частоты  $\sim 100$  МГц (2), полученные в результате математической обработки первых двух колец (б).

вторая гармоника одномодового одночастотного лазера на неодимовом стекле, излучение которой фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 5 см в центр кюветы длиной 6 см. Длительность импульса составляла 10 нс при его энергии 3 мДж. Зазор модернизированного эталона Фабри–Перо [5] был равен 9 см. Хорошо виден антистоксов сдвиг частоты рассеянного излучения, превышающий примерно в шесть раз теоретически полученный

стационарный сдвиг  $\Delta\nu = \chi q^2/2\pi \approx 16$  МГц, где  $\chi$  – коэффициент температуропроводности толуола, а  $q$  – модуль волнового вектора излучения накачки [6]. Таким образом, использованный метод обработки интерферограмм позволил нам не только измерить спектральные сдвиги на пределе разрешающей способности прибора, но и количественно охарактеризовать асимметрию линии вынужденного температурного рассеяния излучения накачки в жидком толуоле.

В заключение отметим, что для ускорения расчетов можно ввести соответствующие ограничения на области изменения координат  $i$  и  $j$ , а путем введения дополнительных условий в (2) провести суммирование в любом произвольно заданном центральном угле, содержащем дуги интерференционных колец. Определение координат центра интерференционной картины можно проводить с большей точностью, используя полуплоскость, где регистрируется спектр излучения накачки, ввиду его большей монохроматичности по сравнению с рассеянным излучением. Рассмотренным методом были обработаны результаты в работе [6].

1. Карпов В.Б., Коробкин В.В., Долголенко Д.А. *Квантовая электроника*, **18** (11), 1350 (1991) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **21** (11), 1235 (1991)].
2. Averyushkin A.S., Bulychev N.A., Efimkov V.F., Erokhin A.I., Kazaryan M.A., Mikhailov S.I., Saraeva I.N., Zubarev I.G. *Laser Phys.*, **27**, 055401 (2017).
3. Erokhin A.I., Smetanin I.V., Mikhailov S.I., Bulychev N.A. *Opt. Lett.*, **43** (7), 1570 (2018).
4. Бельдюгин И.М., Гордеев А.А., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И., Соболев В.Б. *Квантовая электроника*, **39** (12), 1148 (2009) [*Quantum Electron.*, **39** (12), 1148 (2009)].
5. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Приборы и техника эксперимента*, №1, 100 (2018).
6. Гордеев А.А., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Квантовая электроника*, **48** (9), 823 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (9), 823 (2018)].