

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВОЙ РАСХОДИМОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

© 2007 г. Е. А. Тихонов, доктор физ.-мат. наук; О. В. Киселев

Институт физики НАН Украины, Киев, Украина

E-mail: etikh@iop.kiev.ua

Предложен интерферометрический метод измерения угловой расходимости лазерного излучения. Метод основан на измерении углового периода и подсчете числа наблюдаемых порядков интерференции в отраженном (от плоскопараллельной пластинки-эталона Фабри–Перо) свете. Для измерения углового периода интерференционной структуры предложена процедура с применением прецизионного гониометра (не хуже 1 угл. мин). Преимуществом метода являются его простота и высокая точность по сравнению с амплитудными методами измерения. Приводятся количественный анализ и результаты апробации метода.

Коды OCIS: 120.0120, 120.2650.

Поступила в редакцию 01.08.2006.

Введение

Расходимость лазерного излучения относится к важнейшим характеристикам, которые включаются в сертификат современных лазеров, и определяет эффективность их применения. Согласно ГОСТ 26086-84 РФ определены три основных метода измерений данного параметра: метод сечений, метод диаграммы направленности и метод фокального пятна.

Названные методы по физическому характеру измерений являются амплитудными, поскольку основаны на измерении распределения мощности или плотности энергии в тестируемом пучке с применением фотоприемников (фотодиодов, пироэлектрических приемников и термосопротивлений) [1]. Угловая расходимость излучения в этих методах рассчитывается на основе полученных экспериментальных данных как угол при вершине соответствующего конуса расходимости для интенсивности или плотности энергии.

Согласно международному стандарту ISO 11146 расходимость и диаметр пучка в перетяжке его каустики применяют для расчета фактора качества пучка M^2 , равного отношению расходимости данного пучка к расходимости равного по диаметру перетяжки гауссовому пучку [2–4].

В настоящей работе предлагается интерферометрический метод измерения угловой расходимости лазерных пучков, являющийся по физической сути фазовым, поскольку не требует измерения мощности или энергии, вместо которых используется прямое измерение угловой ширины интерферометрического максимума (одного или нескольких). Предлагаемый метод по общей идее совпадает с предложенным ранее [5] для измерения кривизны волнового фронта, однако отличается по цели и методу считывания конечного результата. В предлагаемом методе

для измерения угловой ширины названных максимумов должен применяться измеритель угла с погрешностью считывания не хуже 1'. Само измерение не зависит от нелинейности люкс-амперных характеристик приемников, используемых для регистрации картины интерференции, и потому может стать достаточно точным. Сущность предлагаемой методики можно пояснить, сопоставляя картины интерференции монохроматического пучка света в дальней зоне, возникающей в отраженном свете при освещении интерферометра Фабри–Перо пучками различной расходимости: число наблюдаемых порядков интерференции возрастает пропорционально с увеличением расходимости падающего излучения. Поэтому при заданных расходимости анализируемого пучка света и угловом разрешении интерферометра возникающая картина интерференции содержит количественную информацию о расходимости излучения рассматриваемого источника.

Количественный анализ и обоснование метода

Как отмечено выше, в основу фазового метода измерения угловой расходимости положены наблюдение и анализ интерференционных максимумов эталона или интерферометра Фабри–Перо. Дополнительно в состав устройства измерения входит измеритель угла поворота, например, гониометр ГУР-4 или другой аналогичный прибор, на котором устанавливается данный эталон для определения его начального положения и последующих углов поворота.

При падающей под углом α_1 плоской волне λ две парциальные волны, возникающие при отражении от передней и задней поверхностей плоскопараллельной пластинки толщиной T и коэффициентом преломления n , отличаются фазовым сдвигом

$$\delta = (2\pi/\lambda)(2nT\cos\beta_1) + \Delta\varphi, \quad (1)$$

где $\Delta\varphi$ – изменение фазы при отражении, равное π для материала пластинки с показателем преломления $n > 1$. С увеличением угла падения (преломления) фазовый сдвиг уменьшается, уменьшается угловое расстояние между порядками интерференции, сдвинутыми на π .

Для простоты и удешевления метода вместо эталона Фабри–Перо с отражающими покрытиями применим плоскопараллельную пластинку из кварцевого стекла без таких покрытий (низкая зависимость n от температуры), когда в образовании интерференции актуальны лишь две парциальные волны почти равной интенсивности, обязанные френелевскому отражению (на углах до $\pi/6$ независимо от состояния поляризации).

Условие образования интерференционного максимума при отражении m -го порядка будет $\delta_1 = m\pi$, а их число для плоской волны при заданном угле падения α_1 будет зависеть от соотношения между шириной спектра падающего света $\lambda \pm \Delta\lambda/2$ и областью дисперсии пластинки как эталона Фабри–Перо. Если при этом выполняется неравенство

$$\Delta\lambda < \lambda^2(2T)^{-1}(n^2 - \sin^2\alpha_1)^{-0,5}, \quad (2)$$

то при данной ширине спектра для плоской волны будет возникать лишь один максимум.

Если же рассматриваемый пучок имеет конечную расходимость φ , его можно представить суммой двух плоских волн, падающих на пластинку под углами α_1 и α_2 так, что $\alpha_2 - \alpha_1 = \varphi$. При выполнении условия реализации интерференционного максимума

$$\delta_2 = (2\pi/\lambda)[2T(n^2 - \sin^2(\alpha_1 + \varphi))^{0,5} + \pi] = (m + 1)\pi \quad (3)$$

возникнут 2 и более максимума в пределах угла расходимости (или углов падения от α_1 до $\alpha_1 + \varphi$) при заданных параметрах пластинки-эталона. Изменяя начальный угол падения α_1 , можно при заданном значении $2T/\lambda n$ добиться существования одного или нескольких максимумов в зависимости от методики и техники измерения угловой расходимости. При этом во избежание ошибки за счет появления интерференционных максимумов, обязанных спектральной ширине анализируемого излучения, а не его угловой расходимости, необходимо работать с соблюдением неравенства (2).

Суммирование амплитуд двух парциальных волн с фазовым сдвигом δ_2 дает известное выражение для распределения интенсивности в интерференционной картине вида

$$I = 4I_0 \sin^2(4\pi T/[\lambda(n^2 - \sin^2(\alpha_1 + \varphi))^{0,5}]). \quad (4)$$

На рис. 1 представлены фрагменты такой картины для пучка с угловой расходимостью $\varphi = 0,04$ рад, наблюдаемые с разными эталонами.

Можно провести и более формальный анализ распределения интенсивностей, суммируя парциальные волны от двух плоских волн с их фазовыми сдвигами. На рис. 2 показаны образующиеся парциальные волны E_1 и E'_1 , E_2 и E'_2 . Пары парциальных волн, образующие параллельные пучки, создают интерференционные картины в дальнем поле; пары пересекающихся пучков образуют локализованные поля интерференции. При суммировании вклад последних приводит к повышению уровня фоновой засветки и снижению контраста интерференционной картины. Итак

$$I_{\Sigma} = (E_1 + E'_1 + E_2 + E'_2)^2. \quad (5)$$

При равенстве амплитуд парциальных волн $E_1 = E'_1 = E_2 = E'_2$ получим

$$I_{\Sigma} = 2I(6 + \cos\delta_1 + \cos\delta_2) = 4I(3 + \cos((\delta_1 + \delta_2)/2)\cos((\delta_1 - \delta_2)/2)). \quad (6)$$

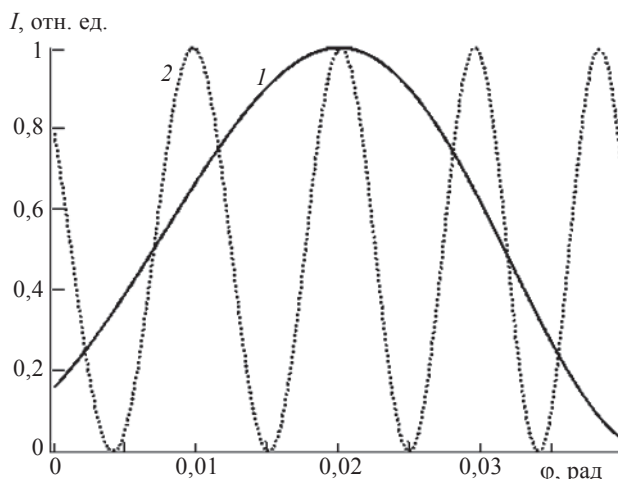


Рис. 1. Зависимости угловой ширины максимумов, наблюдаемых в отраженном свете, для стеклянных пластинок с $4\pi T/\lambda = 2000$ и 10000 (кривые 1 и 2).

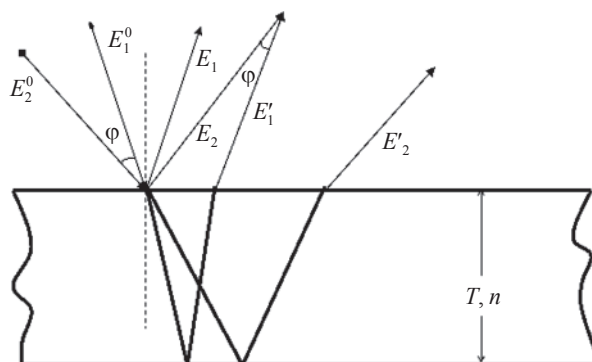


Рис. 2. Интерференция в отраженном свете двух плоских волн на плоскопараллельной пластинке.

Здесь

$$\delta_1 = \frac{4\pi Tn}{\lambda} \cos \beta_1,$$

$$\delta_2 = \frac{4\pi Tn}{\lambda} \cos \beta_2,$$

$$I_{\Sigma} = 4I \left\{ 3 + \cos \left(\frac{4\pi Tn}{\lambda} [\cos \beta_1 + \cos \beta_2] \right) \cos \left(\frac{4\pi Tn}{\lambda} [\cos \beta_1 - \cos \beta_2] \right) \right\} =$$

$$= 4I \left\{ 3 + \cos \left(A \cos 0,5(\beta_1 + \beta_2) \cos(0,5(\beta_1 - \beta_2)) \right) \cos \left(A \sin(0,5(\beta_1 + \beta_2)) \sin(0,5(\beta_2 - \beta_1)) \right) \right\}.$$

При малых расходимостях, характерных для лазерных пучков, последнее выражение можно несколько упростить:

$$I_{\Sigma} \cong 4I \left\{ 3 + \cos(A \cos \beta_1) \cos(0,5A\varphi' \sin \beta_1) \right\}. \quad (7)$$

Контрастное отношение, которое согласно (7) равно 14,3%, невысоко, но, как будет показано далее, вполне достаточно для измерений расходимости. Представим графически функцию $I_{\text{rel}}(\beta) = I_{\Sigma}/4I$ для $A = 8\pi Tn/\lambda = 2000$, $\varphi' = 1,74$ мрад. График рис. 3 показывает изменение углового периода интерференционных максимумов (порядков) с внутренним углом падения $x = \beta = \arcsin(\sin(\alpha)/n)$ для пучка с расходимостью 6,4' (1,74 мрад). Это значит, что расходимость пучка можно подсчитать при разных углах наблюдения, но надо практически уметь вычислять расстояния между соседними максимумами интерференционной картины: пучок с расходимостью 1,74 мрад будет формировать такое число полос, которое зависит от углового разрешения эталона на заданном угле падения α .

Из рис. 3 следует, что в угле $\beta = 0,14-0,16$ рад наблюдаются 4 интерференционных максимума с угловым расстоянием между ними 5,7 мрад, поэтому виртуальный пучок с расходимостью 6 мрад образует в этой области 4 интерференционных макси-

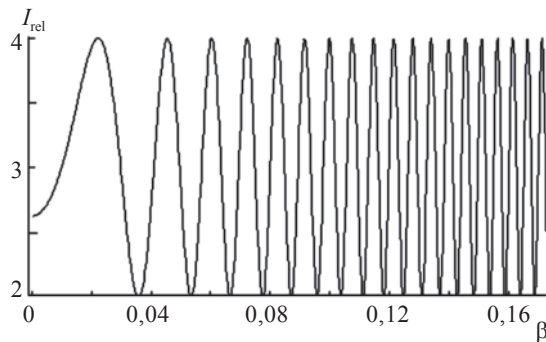


Рис. 3. Зависимость углового периода порядков интерференции от угла наблюдения.

где $\delta_{1,2}$ – фазовые сдвиги для парциальных волн тех пограничных лучей, которые описывают пучок конечной расходимости φ' ; β_1 – углы преломления в пластинке. Подстановка фазовых сдвигов в уравнение (6) приводит к выражению

му. Для получения большей точности измерения надо проводить с более высоким угловым разрешением, т. е. расстояние между соседними максимумами должно быть меньше 1 мрад.

Если расходимость тестируемого пучка меньше, чем угловое разрешение используемого эталона при выбранных параметрах, будет наблюдаться лишь одно интерференционное пятно с некоторым значением мощности, так что определить расходимость излучения методом считывания расстояния между порядками интерференции невозможно. Однако и в этом случае аппаратную функцию прибора можно описать амплитудным детектором и найти отношение угловых размеров интерференционного максимума и интерференционного пятна как ϕ/φ .

Разрешающую способность эталона по углу определим как отношение угла падения α к угловому расстоянию между двумя соседними порядками интерференции при заданном угле падения $R = \alpha/\phi$. Угловое расстояние между порядками интерференции уменьшается в соответствии с уменьшением угловой дисперсии или уменьшением фазового набега между парциальными волнами.

Определим угловое разрешение эталона φ через наблюдаемый угловой период соседних порядков интерференции. Разрешение связано с углами преломления β и показателем преломления пластинки-эталона следующей простой зависимостью:

$$\varphi \cong n(\sin \beta_1 - \sin \beta_2) / \cos \alpha_{\text{ave}} =$$

$$= \frac{2n \sin((\beta_1 - \beta_2)/2) \cos((\beta_1 + \beta_2)/2)}{\cos \alpha_{\text{ave}}}, \quad (8)$$

где $\alpha_{\text{ave}} = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$.

С другой стороны, два соседних порядка, сдвинутых на π радиан, можно описать через углы преломления следующим образом:

$$0,5A(\cos \beta_2 - \cos \beta_1) =$$

$$= A \sin((\beta_1 + \beta_2)/2) \sin((\beta_1 - \beta_2)/2) = \pi, \quad (9)$$

$$\varphi = \lambda \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_{\text{ave}}} / 4T \sin^2 2\alpha_{\text{ave}}. \quad (10)$$

Комбинируя (8) и (9), получаем выражение для углового разрешения пластинки-эталоны через средние углы падения и оптические параметры пластинки на данной λ . При выводе (10) принято, что разрешение много меньше 1° , что необходимо для анализа лазерных пучков.

Расходимость реального пучка может охватывать целое число максимумов (порядков), регистрируемых в интерференционной картине. Если расходимость пучка равна или меньше углового разрешения эталона на заданных углах и λ , мы наблюдаем одно интерференционное пятно произвольной освещенности. Изменение углового разрешения интерферометра в пределах 0° – 45° для пластинки с $n = 1,5$, $T = 1,5$ – 15 мм, $\lambda = 600$ нм представлено на рис. 4. R показывает число порядков (максимумов) интерференции, реализуемых с данным эталоном на заданном угле падения излучения с длиной волны λ .

Расчет показывает имеющиеся возможности изменения угловой разрешающей способности при простом увеличении толщины плоскопараллельной пластинки и угла падения тестируемого пучка. Это значит, что методика принципиально пригодна для измерения очень малых (меньше угловой минуты) угловых расходимостей лазерных пучков при сохранении высокой точности с применением электронно-цифровых средств считывания интерференционной картины.

В следующем разделе мы переходим к тестированию интерференционной методики измерения расходимости с применением гониометра и пластинки-эталоны.

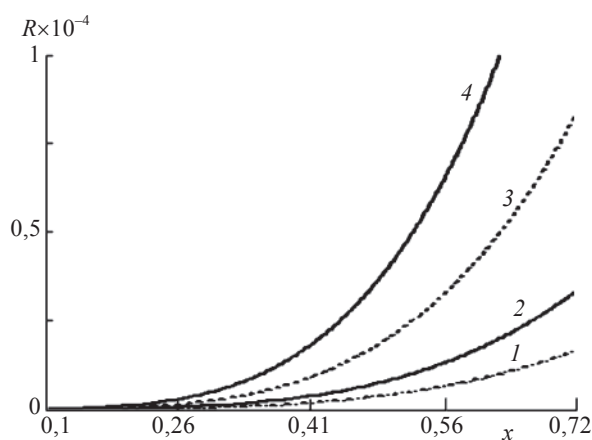


Рис. 4. Зависимость угловой разрешающей способности $R = \alpha/\varphi$ в пределах 0° – 45° для пластинки-эталоны: $f(x) = Bx \sin^2(2x)/(2,25 - \sin^2 x)^{0,5}$, $B = 4T/\lambda = 10^5$. $T = 1,5$ (1), 3,0 (2), 7,5 (3), 15 мм (4).

Экспериментальная апробация метода

Реальные лазерные пучки могут иметь произвольно сложный фазовый фронт, поэтому предложенная двухлучевая интерферометрическая методика может сопровождаться образованием менее однозначной периодической структуры. В этой первой работе мы ограничились рассмотрением и измерением расходимости излучения одномодовых лазеров непрерывного излучения: гелий-кадмиевого, гелий-неонового и полупроводникового с непрерывным режимом генерации.

Не возникает осложнений с данной методикой и в случае лазеров с низкой степенью пространственной когерентности. Во всех этих случаях методика позволяет проводить измерение числа интерференционных максимумов как непосредственно визуально, выбирая пригодное для глаза угловое разрешение прибора путем увеличения угла падения света на пластинку, так и с помощью лупы, если разрешение прибора превышает угловое разрешение глаза. Для импульсных источников излучения методика требует применения цифровой регистрации интерференционной картины, при этом можно пренебречь нелинейностью отклика приемной матрицы фотоаппарата. Формула (10) указывает на возможность выбора нужного значения разрешающей способности измерителя, так чтобы его разрешение превышало измеряемую расходимость примерно на порядок. В некоторых случаях для лазеров с расходимостью меньше 1 мрад измерения потребуют увеличения углового разрешения регистрирующего прибора.

Остановимся на экспериментальной технике определения углового расстояния между максимумами возникающей интерференционной картины для тестируемого излучения без калибровки пластинки-эталоны. Эталон установлен на поворотном столике гониометра, и известен его начальный угол ориентации в плоскости падения α_1 (или α_2). Если при этом наблюдаются около 11 порядков интерференции, это значит, что мы выбрали угловое разрешение, превышающее расходимость примерно в 10 раз, поскольку для более точного утверждения надо учесть непостоянство углового периода при выбранном α . Непостоянство углового периода с углом падения видно из рис. 3 и соответствующих зависимостей. Если теперь осуществить поворот гониометра на некий угол до появления следующего 10-го или 12-го порядка, то считываемая разница начального α_{11} и α_{12} (α_{10}) углов поворота даст оценку периодичности наблюдаемых максимумов. Можно усреднить полученные значения, если они будут значительно отличаться. Но поскольку цена деления шкалы измерения выбрана на порядок меньше измеряемой

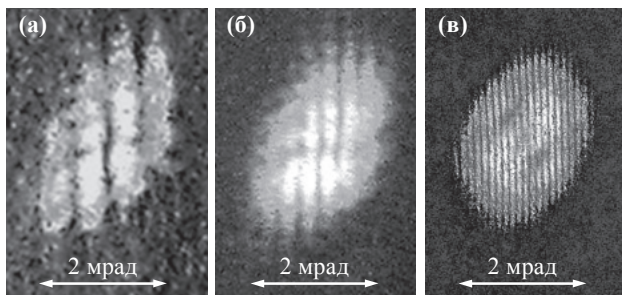


Рис. 5. Дальнопольные картины интерференции пучка гелий-неонового лазера для различных угловых разрешений пластинки-эталона Фабри–Перо. а – $R = 2,27'$, б – $1,05'$, в – $0,32'$.

расходимости, погрешность от неравномерности делений ожидается еще на порядок меньше. Во всяком случае предельная точность измерения будет ограничиваться скорее всего техническими характеристиками механической системы гониометра (зубчатыми передачами).

На рис. 5 представлены результаты измерений расходимости He–Ne-лазера для $\lambda = 632,8$ нм с произвольной плоскопараллельной пластинкой. Дальнопольные картины интерференции в отраженном свете приведены для трех возрастающих от 10° до 20° значений угла падения и зарегистрированы цифровым аппаратом. Видно, как увеличивается угловое разрешение пластинки-эталона с углом падения α : $2,3$, $1,05$, $0,32'$. По числу наблюдаемых порядков расходимость этого лазера с произвольной настройкой относительно модового состава излучения составляла $7,3'$. Понятно, что точность измерения возрастает с увеличением углового разрешения эталона. Аналогичные измерения относительно просто проводились визуальными средствами наблюдения с другими лазерами видимого диапазона – полупроводниковым, гелий-кадмиевым на $\lambda = 441,6$ нм.

Сравнение результатов измерений расходимости лазерного излучения предложенным методом и традиционным методом амплитудных измерений, выполненных на приборе “Laser beam analyzer-300” (фирмы Spiricon, США), показало, что они находятся в согласии.

Заключение

В работе описан простой метод измерения угловой расходимости лазерного излучения, основанный на фазовом принципе, преимуществом которого яв-

ляется потенциально высокая точность благодаря интегральному по сечению пучка процессу измерения и его независимости от нелинейности отклика фотоприемников. Метод основан на двух- или многолучевой интерферометрии тестируемого источника света с тем различием, что измеряется не ширина его спектральной линии, а кривизна волнового фронта, поэтому интерферометрическая пластинка-эталон или интерферометр Фабри–Перо используется в таком режиме, когда достигается максимальное угловое разрешение. Метод работает таким образом, что число наблюдаемых порядков интерференции пропорционально угловой расходимости тестируемого пучка в плоскости падения. Вращение плоскости падения позволяет определять расходимость пучка в любой плоскости. Для этого необходимо лишь подсчитать число наблюдаемых порядков интерференции и определить угловой период. Угловой период можно определить либо методом начальной калибровки эталона или интерферометра с неизбежными погрешностями калибровки, либо, как показано авторами работы, использовать для этой цели устройство прецизионной установки угла поворота. Выведена формула для углового разрешения, указывающая, что оно достигается при больших углах падения; протестирована работоспособность метода, а полученные результаты измерения совпадают с таковыми на традиционной, но компьютеризованной технике измерения с использованием видеокамеры.

Настоящая работа выполнена в рамках договора по программе 4.4 “Научное и учебное приборостроение” Министерства науки и образования Украины на 2003–2206 гг.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Magnes J., Odera D., Hartke J., Fountain M., Florence L., Davis V.* Quantitative and Qualitative Study of Gaussian Beam Visualization Techniques // arXiv:physics/0605102. May 2006. V. 112.
2. *Siegman A.E.* New developments in laser resonators // Proc. SPIE. 1990. V. 1224. P. 2–14.
3. *Siegman A.E.* Defining, measuring, and optimizing laser beam quality // Proc. SPIE. 1993. V. 1868. P. 2–12.
4. *Потемкин А.К., Хазанов Е.А.* Вычисление параметра M^2 лазерных пучков методом моментов // Квант. электрон. 2005. Т. 35. С. 1042–1045.
5. *Власов Д.В., Коробкин В.В., Серов П.В.* Метод измерения геометрических параметров лазерных квази-гауссовых пучков // Квант. электрон. 1978. Т. 5. С. 2457–2459.