

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ СВЕТА С ПРИМЕНЕНИЕМ ДИФРАКЦИОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

© 2007 г. Е. А. Тихонов, доктор физ.-мат. наук; А. А. Тютюнник

Институт физики НАН Украины, Киев, Украина

E-mail: etikh@iop.kiev.ua

В работе предложено, обосновано и осуществлено применение объемных фазовых голографических решеток пропускающего типа для измерения длины волны квазимонохроматического излучения. Процедура измерения заключается в определении гониометрическим устройством угла дифракции неизвестной волны на откалиброванной по пространственному периоду решетке. Проанализированы требования к дифракционным решеткам и калибровочно-измерительным процедурам, определяющим достижение максимальной точности. Калибровка голографических решеток, независимая от точности установки нуля гониометра, достигнута при использовании двух лазеров с надежно установленными длинами волн. Определено влияние температуры решетки на стабильность ее пространственного периода. Осуществлено тестирование разработанной методики путем измерения температурной девиации частоты излучения инжекционного лазера.

Коды OCIS: 120.0120, 090.7330.

Поступила в редакцию 12.07.2006.

Введение

Известно, что оптическая спектроскопия основана на измерении длины волны излучения путем сравнения с одновременно записанным линейчатым спектром эталонного источника (неона, железа). С появлением лазеров с перестройкой частоты генерации и лазеров со стабилизированной частотой излучения подобная методика измерений длины волны вышла на новый уровень требований, предъявляемых к точности измерений. Для современного уровня требуемая точность измерений длины волны часто достигает 10^9 – 10^{12} и выше.

Общепринятое определение относительной точности измерений, ограниченной случайными ошибками, использует отношение усредненных значений измерения X_i к усредненным значениям истинного отклонения (девиации) $\Delta X_i = X_{\text{ист}} - X_i$. Но поскольку $X_{\text{ист}}$ точно неизвестно, его заменяют усредненным значением $\bar{X}$, поэтому вместо ΔX_i оперируют со стандартным среднеквадратическим отклонением σ . Поэтому относительная погрешность измерения (величина, обратная точности) определяется как отношение $\sigma/\bar{X}$.

Фактически точность измерения длины волны в любом методе будет зависеть не от случайной ошибки (которая с ростом числа измерений может быть сделана сколь угодно малой), а от инструментальной ошибки используемого метода. Так, точность измерения в методах с эталонным спектром не может превысить точность, с которой известен спектр эталонного источника. Сегодня практически во всех современных методиках измерения длины волны в качестве эталонного источника использу-

ется He–Ne-лазер, длина волны которого может воспроизводиться с точностью 10^6 и равна 632,823 нм [1] и выше для стабилизированных по частоте устройств. Стабилизированные по линиям поглощения йода или метана He–Ne-лазеры характеризуются неопределенностью длины волны излучения $\Delta\lambda/\lambda$ меньшей 10^{-10} , что позволяет измерять длину волны неизвестного источника с соответствующей погрешностью либо по частоте биений излучения двух лазеров, либо применяя традиционные оптические приборы типа интерферометра Майкельсона или Физо [2] с высоким спектральным разрешением.

Точность измерения длины волны до 10^4 – 10^5 требуется при контроле и управлении волоконно-оптическими линиями связи, где несущие оптические частоты имеют соответствующие спектральные ширины и стабильности, а также в лазерной литографии сверхвысокого пространственного разрешения (30 нм) [3].

Для широкого круга практических и научных применений вполне достаточны оптические измерения с абсолютной погрешностью 10–100 ГГц, поэтому для этих измерений пригодны спектральные приборы с относительно низкой разрешающей способностью $\lambda/\Delta\lambda$ – рельефные дифракционные решетки и даже системы, где вместо спектральной угловой дисперсии используется дисперсия спектральной чувствительности детекторов: отношение чувствительностей 2 различных фотоприемников на заданной длине волны является единственным и потому достаточным для ее определения [4].

В общем случае точность измерения длины волны (частоты) данным прибором будет определяться его спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda = \Delta S_{\text{max}}/\lambda$, где

$\Delta S_{\max}$ – максимальная оптическая разность хода между крайними областями (лучами) измеряемого пучка [2]. Этот результат является следствием использования критерия Релея и сводится к фундаментальному соотношению неопределенности $\Delta\nu\Delta T_{\max} \cong 1$, где $\Delta T_{\max}$ соответствует временному интервалу прохождения света пути $\Delta S_{\max}$. Для плоской рельефной решетки $\Delta S = mN\lambda$, где m – дифракционный порядок, N – число “штрихов” решетки, попадающих в анализируемый пучок света. Для $m = 1$, $N = 10^4$, $R = 10^4$ и $\lambda = 500$ нм без учета дифракционного расщепления абсолютная погрешность измерения составит 0,05 нм.

Для интерферометра Майкельсона с разностью плеч 1 м на этой же длине волны получим разрешение $R = 2 \times 10^6$ и погрешность измерения уменьшается на 2 порядка. В случае интерферометра Фабри–Перо с расстоянием между зеркалами d разность хода крайних лучей будет зависеть от величины интерференционного отражения $R_{\text{int}} = R\sqrt{\pi}/1 - R$ и равна $\Delta S = 2dR_{\text{int}}$. С коэффициентом отражения зеркал $R = 0,95$ и $d = 1$ см $\Delta S = 67,35$ см и для $\lambda = 500$ нм $R_{\text{int}} = 1,34 \times 10^6$, что одного порядка величины с разрешением интерферометра Майкельсона.

Применение интерферометра Физо в качестве λ -метра было описано в работе [5]. С 3 минутным углом при вершине клина (ϕ) период картины $\Lambda = \lambda/2n\text{tg}\phi\cos\beta$ (β – угол преломления) позволяет провести калибровку прибора с точностью 10^4 . Измерение сдвига интерференционной картины с точностью до 0,3% полосы дает повышение точности такого измерителя на 2–3 порядка, так что достигается точность, сравнимая с таковой у эталона Фабри–Перо.

Приведенная оценка погрешностей была связана с чисто спектральной разрешающей способностью систем. Фактически при измерении длины волны методом сравнения с эталоном приходится иметь дело с измерением углового или линейного смещения, выполнение которого вносит дополнительную инструментальную ошибку. Например, для измерителя на основе монохроматора с дифракционной решеткой появляются погрешности “мертвого” хода и неравномерности зубчатой передачи в поворотном механизме дифракционной решетки, а повышение R путем сужения входной и выходной щелей ограничено минимальным отношением сигнал/шум данного устройства. Спектрограф с линейной дисперсией 1 мм/нм, в котором система вращения решетки отсутствует, позволяет найти центр линии с точностью до 10^{-3} нм.

Таким образом, измерение длины волны неизвестного источника зависит от точности, с которой известна длина волны эталонного источника, использованного для калибровки (поверки) прибора.

С другой стороны, на точность измерения оказывает влияние инструментальная погрешность по определению линейной или угловой девиации относительно этой эталонной линии.

Эталонный источник может быть встроен в систему для синхронного измерения неизвестной линии, но может быть использован для калибровки измерителя с последующими предосторожностями по сохранению этой калибровки. Последний из вариантов рассматривается в данной работе применительно к измерителю длины волны на основе симметричных пропускающих брэгговских решеток, записанных на фотополимере ФПК-488 [6]. Такие решетки позволяют провести следующую процедуру измерения: условие Брэгга $\lambda = 2\Lambda n(\lambda)\sin\alpha_{\text{in}} = 2\Lambda\sin\alpha_{\text{out}}$ однозначно связывает λ с пространственным периодом решетки Λ и внешним углом Брэгга α_{out} . На этапе калибровки решетки эталонным источником при данной температуре определяем Λ путем измерения внешнего угла Брэгга; резонансный характер условия Брэгга для объемных решеток позволяет определять этот угол с необходимой точностью. Далее с применением откалиброванной решетки проводим измерение внешнего угла Брэгга для неизвестной длины волны (при той же температуре) и вычисляем его значение. Анализ ошибок, присущих этой методике, проведем во второй части работы.

Анализ методики измерения λ с применением брэгговских решеток

Последующее изложение привязано к голографическим фазовым решеткам объемного типа, для которых характерно наличие относительно узких брэгговских резонансов [7]. Поскольку для их изготовления применяется фотополимерный материал с регулируемой толщиной от единиц микрометров до 1 мм, угловая (спектральная) ширина резонансов может изменяться более чем на порядок. Анализ методики измерения начнем применительно к симметричной пропускающей решетке (рис. 1), для которой ситуация воспроизводится и при угле падения $-\alpha$, а $n(\omega)$ – показатель преломления голографического полимера (для отражательной решетки фазовые плоскости расположены параллельно границе раздела). В общем случае для такой решетки дифракция монохроматической волны подчиняется условию Брегга:

$$\lambda = 2\Lambda n(\lambda)\sin\alpha_{\text{in}} = 2\Lambda\sin\alpha_{\text{out}}. \quad (1a)$$

Здесь α_{in} и α_{out} обозначают внутренний и внешний углы Брэгга. Условие Брэгга для отражательной решетки с принятыми выше обозначениями принимает несколько иной вид:

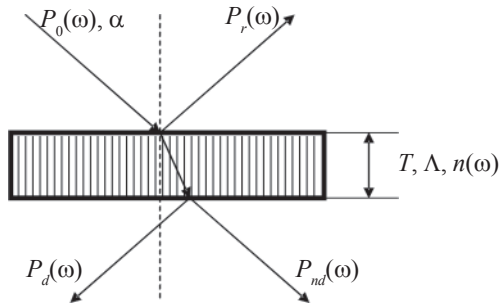


Рис. 1. Структура симметричной пропускающей объемной решетки с пространственным периодом Λ . Параксиальный пучок шириной L падает под углом α , углы падения и дифракции равны.

$$\lambda = 2\Lambda n \cos^3 \alpha_{\text{in}} = 0,5\Lambda \left[\sqrt{n^2 - \sin^2(3\alpha_{\text{out}})} + 3\sqrt{n^2 - \sin^2(3\alpha_{\text{out}})} \right]. \quad (16)$$

Оба уравнения показывают, что при известной λ можно определить пространственный период Λ путем измерения внешнего угла дифракции. При этом влияние дисперсии и температурной зависимости показателя преломления материала решетки должно быть корректно учтено. Структура рассматриваемой решетки содержит верхнюю и нижнюю плоскопараллельные подложки с сильной адгезией полимера к их поверхностям. По этой причине в случае пропускающей структуры изменение периода с температурой будет зависеть лишь от температурного изменения размеров подложки, а не самого полимера. Для повышения температурной стабильности периода Λ такой решетки в качестве подложек следует использовать плавленый кварц с малым ТКР (температурным коэффициентом расширения) или материалы типа церодур (ТКР $< 0,1 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$). Изменение толщины такой решетки с температурой на пространственный период не влияет. По торцу материал решетки защищен от влияния кислорода воздуха вакуумным клеем, например, K400. Помимо устранения влияния кислорода клеевой слой стабилизирует изменение размеров решетки с температурой.

Для отражательной решетки зависимость Λ от дисперсии показателя преломления материала сохраняется и при переходе к измерениям внешнего угла Брэгга (16). Поэтому использование такой решетки для измерения длины волны без термостабилизации и без учета дисперсии показателя преломления невозможно. Напротив, для симметричной пропускающей решетки обе дисперсионные зависимости показателя преломления на пространственный период не влияют и калибровка по внеш-

нему углу Брэгга с температурой в основном сохраняется.

Однако вследствие температурного расширения материала подложки Λ может измениться. Рассмотрим влияние температуры на величину пространственного периода, определяемого по внешнему углу Брэгга. (Клиновые подложки существенно усложнили бы температурные эффекты.) Изменения углов Брэгга для рассматриваемой решетки (1а) при увеличении температуры на dT дает следующее выражение:

$$d\alpha_{\text{out}} = -d\Lambda/\Lambda \text{tg}\alpha_{\text{out}}. \quad (2a)$$

$$d\alpha_{\text{in}} = -[d\Lambda/\Lambda + dn/n] \text{tg}\alpha_{\text{in}}. \quad (2б)$$

Видно, что изменения внешнего угла Брэгга вызываются лишь вариациями периода решетки, в то время как внутренний угол Брэгга реагирует на изменения показателя преломления в соответствии с законом Снелла. Поэтому при изменении периода решетки $\Delta\Lambda$ за счет температуры, внутренний угол Брэгга изменяется под действием обоих вкладов (2б), сохраняя соотношение Снелла между внешним и внутренним углами. Независимость пространственного периода от дисперсии и температурной зависимости показателя преломления сохраняет калибровку симметричной пропускающей решетки и является решающим аргументом в пользу ее применения в качестве рассматриваемого измерительного элемента. Что касается температурной стабильности периода решетки, то, как отмечалось выше, ее можно повысить при обращении к подложкам из плавленого кварца или церодура. Для кварцевой подложки с ТКР $= (0,4-0,5) \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ изменение периода $\Lambda = 500 \text{ нм}$ на перепад 10 K составит $\approx 0,005 \text{ нм}$, для натриевого стекла $\approx 0,05 \text{ нм}$, при которых угол Брэгга изменится на $0,05'$ и $0,2'$, что может оказаться за пределами точности угловых измерений и, соответственно, измерений длины волны.

Рассмотрим калибровку дифракционной решетки с применением поворотной системы на основе рентгеновского гониометра ГУР-4. Его механическая система вращения позволяет устанавливать и считывать углы с точностью до $0,5'$. Однако неизвестный люфт при установке нулевого (начального) положения увеличивает погрешность до нескольких минут, что нежелательно. Чтобы ее уменьшить, используется режим автоколлимационной установки начального угла с применением луча гелий-неонового лазера, отражаемого от поверхности решетки. Если угловая расходимость последнего превышает $1'$, то этот метод не годится. Тогда устранить эту погрешность можно способом калибровки решетки с применением 2-х эталонных лазеров – гелий-

неонового и гелий-кадмиевого. Пучки двух лазеров даже при относительно высокой их расходимости можно легко сделать коаксиальными с ошибкой, меньшей 0,5'. Для юстировки осевого совмещения пучков требуется лишь достаточно большое расстояние с визуальным или электронным контролем совмещения центров тяжести пучков с симметричным распределением интенсивности. Совмещенные таким образом 2 лазерных пучка могут направляться на решетку под произвольным углом, так как потребность в установке и учете погрешности начального угла отсчета отпадает. Математическую процедуру калибровки этого типа покажем на следующем примере:

$$\alpha_{\text{1out}} = a \sin(\lambda_1/2\Lambda), \quad (3a)$$

$$\alpha_{\text{1out}} + \Delta = a \sin(\lambda_2/2\Lambda). \quad (3б)$$

Уравнения (3) слева содержат измеренные значения внешних углов Брэгга для двух разных лазеров на решетке, которая подлежит калибровке. Неизвестным является период решетки Λ . При вычитании из (3б) уравнения (3а) разница в углах Δ уже не содержит систематической ошибки измерения абсолютных значений угла Брэгга. Полученное уравнение решается численными методами относительно искомого периода решетки с необходимой точностью, которая определяется знанием эталонных длин волн.

После калибровки дифракционная решетка, установленная на гониометре, пригодна для измерения длины волны источника света в рабочем диапазоне от 350 до 1200 нм. Температура при использовании решетки для измерений не должна заметно отличаться от температуры, при которой проводилась калибровка (зависит от материала подложек). При этом внешний угол Брэгга для неизвестного излучения следует измерять с предельно высокой точностью. Помимо этого точность измерений длины волны будет зависеть от некоторых спектрально-угловых параметров неизвестного излучения. Если его спектральная ширина превышает спектральную разрешающую способность решетки, то измерение даст огибающую спектрального контура. Если спектральная ширина излучения меньше, но угловая расходимость больше угловой селективности решетки Λ/T [6], то максимум резонанса Брэгга будет уширен и определится угловой расходимостью пучка. Для квазимонохроматической волны с расходимостью, меньшей Λ/T , измерение пропишет аппаратную функцию системы по углу.

Способность рассматриваемой системы измерять линейчатый спектр излучения любого происхождения будет зависеть от разрешающей способности $\lambda/\Delta\lambda$ данной дифракционной решетки. Спек-

тральная селективность объемных дифракционных решеток определяет ширину контура дифракционной эффективности по длине волны для заданного угла Брэгга $\approx \lambda\Lambda/T$ [6] и она не зависит от ширины освещенной области решетки. Эта компонента разрешающей способности такой решетки

$$(\lambda/\Delta\lambda)_1 = T/\Lambda. \quad (4a)$$

Вторая компонента разрешающей способности дифракционной решетки, как и для рельефной решетки, определяется как

$$(\lambda/\Delta\lambda)_2 = mN = mL/\Lambda. \quad (4б)$$

Произведение приведенных компонент для дифракции в первом порядке, имеющей практическое значение для голографических решеток на фотополимерах [7], дает сведения о полной разрешающей способности такой структуры:

$$\lambda/\Delta\lambda = TL/\Lambda^2. \quad (5)$$

Ориентируясь на значения параметров решеток, записанных на оригинальном фотополимерном материале ФПК-488 в условиях нашей лаборатории $\Lambda = (2000 \text{ мм}^{-1})^{-1}$, $T = 1 \text{ мм}$, $L = 10 \text{ мм}$, получаем $R = 4 \times 10^7$, что сравнимо с разрешающей способностью интерферометров Майкельсона или Фабри–Перо.

Экспериментальные результаты

Ниже в контексте поставленной цели представлены следующие экспериментальные результаты:

калибровка объемной дифракционной решетки методом двух лазеров для исключения систематической ошибки установки нуля гониометра ГУР-4,

измерение температурного дрейфа угла Брэгга, соответствующего максимуму дифракционной эффективности излучения 632,8 нм гелий-неонового лазера,

определение длины волны излучения полупроводникового лазера в нескольких температурных точках.

Записанная на голографическом фотополимере объемная дифракционная решетка характеризуется sinc^2 -образным резонансным контуром (рис. 2).

При обработке полученных данных использовалась следующая математическая процедура нахождения углового положения максимума. Методом наименьших квадратов вершина брэгговского резонанса описывалась полиномом 4-й степени с шагом дискретности меньше 1 минуты. При достижении квадрата коэффициента корреляции (далее – кворпирсон) не хуже 0,99 максимум дифракционной эффективности (ДЭ) находился уже не из экспериментальной зависимости, где шаг дискретности был ниже (2–3'), а из полученной в данной процедуре

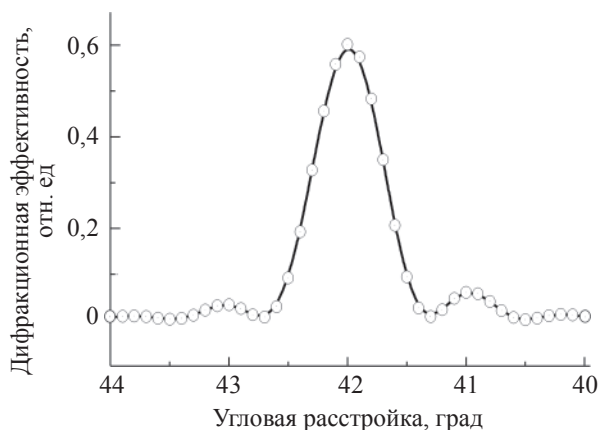


Рис. 2. Типичная угловая зависимость ДЭ объемной пропускающей решетки для излучения (He–Ne-лазер, 632,8 нм) произвольной поляризации.

(рис. 3а). Аналогично проводилось измерение и аппроксимация брэгговского резонанса для излучения гелий-кадмиевого лазера на 441,6 нм (рис. 3б). Прямой расчет пространственного периода из полученных данных с автоколлимационной установкой нуля отсчета дает несколько разнящиеся значения: $\Lambda(632,8) = 476,5$ нм, $\Lambda(441,6) = 476,4$ нм.

Для устранения ошибки установки нулевого положения, влияющего на определение пространственного периода, применена описанная выше методика 2 эталонных пучков. Решение соответствующего уравнения относительно $x = \Lambda$ дано ниже.

$$-\left(a \sin \frac{632,8}{2x} - a \sin \frac{441,6}{2x}\right) + 0,2442 \text{ solve,} \\ x \rightarrow 476,712361029239068.$$

Если для надежного определения смещения основного максимума при нагреве пользоваться критерием Релея, то решетку следовало бы нагревать до температур, которые обеспечивали бы его смещение на 30' (при заданной угловой селективности рис. 1). По оценке, предполагающей изменение периода лишь за счет теплового расширения стеклянных подложек, нагрев до ≈ 100 °C приведет к отклонению луча на 2–3 угловые минуты.

Проверка влияния температуры на калибровку проводилась в следующем эксперименте. Термосопротивление закреплялось на торце решетки, температура которой изменялась за счет нагревателя и контролировалась цифровым термометром с погрешностью ± 1 °C. Измеренный сдвиг максимума резонансной кривой Брэгга для 441,6 и 632,8 нм для температурного перепада 46 °C был равным ≈ 2 угловым минутам. Этот небольшой сдвиг был зафиксирован за счет использования уже описанной прецизионной системы обработки: максимумы резонан-

сов Брэгга для двух температурных точек, полученные с шагом дискретности 2', описывались методом наименьших квадратов. При достижении коэффициента корреляции более 0,99 экстремумы отыскивались уже не по экспериментальным кривым, а из этих зависимостей. Поэтому точность нахождения углов Брэгга при таком подходе ограничивается лишь величиной корреляции между экспериментальной и найденной зависимостями и инструментальной погрешностью установки угла.

Таким образом, удельный сдвиг угла Брэгга симметричной фазовой решетки на стеклянных подложках составил $\approx 0,04$ мин/град и ожидается еще меньшим на кварцевых. Поэтому изменение температуры в окрестности 22 ± 5 °C не приведет к погрешности, превышающей таковую из-за нестабильности частот генерации эталонных лазеров, использованных для калибровки.

Далее с откалиброванной решеткой выполнялись измерения длины волны одномодового инжекционного лазера в нескольких температурных точках. Откалиброванная по пространственному периоду

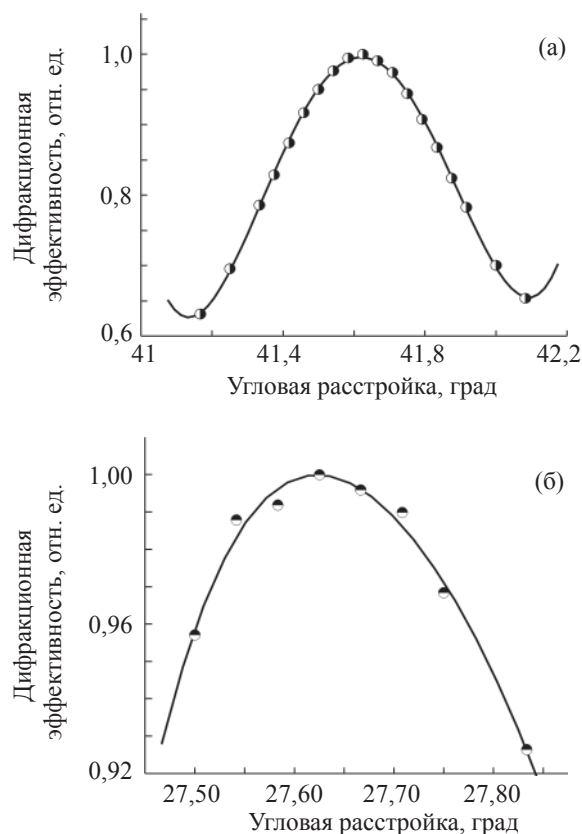


Рис. 3. а – описание вершины брэгговского резонанса полиномом 4-й степени для длины волны 632,8 нм при расходимости излучения ≈ 1 мрад, б – описание вершины брэгговского резонанса полиномом 4-й степени для излучения He–Cd-лазера с длиной волны 441,6 нм при расходимости 0,5 мрад.

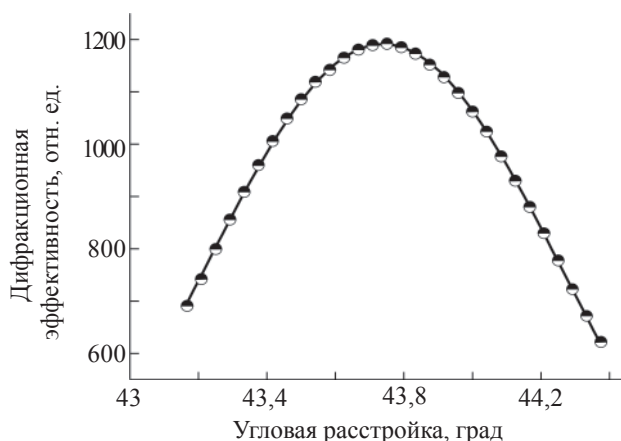


Рис. 4. Вершина резонансной кривой при дифракции Брэгга на объемной решетке для излучения инжекционного лазера. $T = 53\text{ }^{\circ}\text{C}$, метки – эксперимент, непрерывная кривая – аппроксимация гауссовой кривой с коэффициентом корреляции Пирсона $R^2 = 0,99974$.

($\lambda = 476,71\text{ нм}$) ОФДР устанавливалась на гониометр. Путем автоколлимационной юстировки решетка устанавливалась в нулевое положение с погрешностью $\pm 1'$, равной погрешности считывания для используемого гониометра. Датчик температуры укреплялся внутри металлизированного корпуса лазера, а нужная температура устанавливалась путем подачи горячего воздуха от внешнего нагревателя. Длина волны излучения для 3 температурных точек 23, 33 и $53\text{ }^{\circ}\text{C}$ определялась по записи вершинных частей резонанса Брэгга и описанной ранее процедуре обработки. Результаты эксперимента и обработки для $T = 53\text{ }^{\circ}\text{C}$ представлены на рис. 4. Точки экстремума аппроксимирующей гауссовой функции с квантилем $R^2 \cong 1$ на заданном интервале определили следующие значения внешних углов Брэгга: 43,3678, 43,4062 и 43,7997 для соответствующих температурных точек. Соответствующие им значения длины волны генерации данного лазера равны 654,69, 655,16 и 659,90 нм с погрешностью $\pm 0,20\text{ нм}$, вызываемой неточностью установки нуля отсчета используемого гониометра $\pm 1'$.

Заключение

В работе показано применение объемных фазовых дифракционных решеток пропускающего типа для измерения абсолютной длины волны излучения в рабочем диапазоне, определяемом окном спектральной прозрачности голографического полимера ФПК-488. В основу данного способа измерения положена простая концепция измерения внешнего угла Брэгга, практически не зависящего от температуры и дисперсии показателей преломления симметричной пропускающей решетки с адгезией рабочего слоя к подложкам из кварцевого стекла. Хотя достигнутая авторами точность измерения ограничена десятками долями ангстрема, она может быть улучшена при использовании более точных приборов измерения угла дифракции и при использовании частотно-стабилизированных лазеров для калибровки дифракционной решетки.

Настоящая работа выполнена в рамках договора по программе 4.4 “Научное и учебное приборостроение” Министерства науки и образования Украины 2003–2006 гг.

ЛИТЕРАТУРА

1. Niebauer M., Faller J.F., Godwin H.M. et al. Frequency stability measurement on polarization stabilized He-Ne lasers // Appl. Opt., 1988. V. 27. P. 1285–1289.
2. Demtredre W. Laser Spectroscopy. Springer Verlag, 1998. 924 p.
3. Hewett J. Immersion ideas extend optical lithography // Optics & Laser Europe. 2006. № 138. P. 17–18.
4. Roy Sanjukta, Chaudhuri Saptarishi, Unnikrishnan C.S. A simple and inexpensive electronic wavelength-meter using a dual-output photodiode // American Journal of Physics. 2005. V. 73. № 6. P. 571–573.
5. Snyder J.J. Fizeau wavemeter // Proc. SPIE. 1981. V. 288. P. 258.
6. Tikhonov E.A. Holographic volume grating recorded on self-developing photopolymers: unseized advantages in optical engineering // Application of Photonic technology, Photonic North. Proc. SPIE. 2000. V. 4087. P. 767.
7. Kogelnik H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings // Bell System Tech. J. 1969. V. 48. P. 2909–2947.