

ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

Леун Евгений Владимирович

канд. техн. наук, ведущий инженер

ФГУП «НПО им. С.А. Лавочкина»

г. Москва

**ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ СМЕЩЕНИЙ
ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА В НАПРАВЛЕНИЯХ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ЕГО
РАСПРОСТРАНЕНИЮ**

Аннотация: в статье представлен новый способ измерения, позволяющий повысить точность измерения лазерного луча в направлениях ортогональных его распространению до уровня соизмеримого с точностью измерения смещений в направлениях коллинеарных лазерному лучу. Это, например, позволяет создавать высокоточные системы и устройства измерения смещений объектов в системе трех координат X , Y и Z с соответствующими погрешностями одного порядка $\delta l_x \approx \delta l_y \approx \delta l_z$.

Ключевые слова: импульсный лазер, светозвукопровод, акустооптическая ячейка, лазерный интерферометр, интерферометр Маха–Цендера, точность измерений, стробоскопический эффект, дифракция света, «окно дифракции».

Введение

Традиционно внимание метрологов сконцентрировано в основном на использовании лазерных интерферометров для контроля смещений в направлениях коллинеарных распространению лазерному лучу, вдоль оси X . При этом, судя по исследованиями разных авторов [1–4], точность измерений смещений в этом направлении существенно выше точности измерений в ортогональных направлениях, осей Y или Z : $\delta l_y \approx \delta l_z \ll \delta l_x$. Для акустооптических лазерных интерферометров соотношение $\delta l_y / \delta l_x$ во многом зависит от соотношения $\Lambda_{\text{узв}} / \lambda$, где $\Lambda_{\text{узв}}$ – длина волны звука в акустооптической ячейке (АО–ячейка), светозвукопроводе, λ –

длина волны света, может достигать значений $\approx 10\text{--}350$. В связи с этим дисбалансом у разработчиков и конструкторов возникает естественное стремление найти техническое решение, которое бы позволило повысить точность измерения в ортогональных направлениях, осей Y или Z до значений сопоставимых с δl_x , чтобы достичь соотношения $\delta l_x \approx \delta l_y \approx \delta l_z$. Такая попытка сделана в работе [5] и ее технические особенности представлены далее.

Акустооптический способ измерения смещений лазерного луча в направлениях ортогональных его распространению

Устройство измерения смещений для реализации способа (рис.1) включает блоки: импульсный лазер 1, коллиматор 2, триппель–призма 3, закрепленная на каретке 4, интерферометр Маха–Цендера 6, состоящий из светоделителей 7 и 12, оптической схемы 8, отражателя 9, АО ячейки 10, диафрагмы 13, фотоприемника 14, импульсный интерполятор 15, схема синхронизации 16, состоящая из генератора 17, делителей частоты 18 и 21, формирователей импульсов 22 и 24, фазовращателя 19, линии задержки 20, электронного ключа 23.

В момент светового импульса $T_{\text{св}}$ излучение импульсного лазера 1 преобразуется коллиматором 2 в коллимированный пучок и направляется на триппель–призму 3, которая закреплена на каретке 4, перемещающейся по контролируемой поверхности объекта 5. При перемещении каретки 4 вдоль оси X триппель–призма 3 и, отраженный от нее, лазерный луч совершает вертикальные смещения вдоль оси Y Δl_y , соответствующие отклонениям формы объекта 5. Отраженное от триппель–призмы 3 излучение освещает интерферометр Маха–Цендера 6, в котором светоделителем 7 оно делится на два пучка. Первый пучок (луч, поток) формирует опорное плечо $l_{\text{оп}}$ интерферометра, следуя по пути: светоделитель 7 $\rightarrow$ оптическая схема 8 $\rightarrow$ отражатель 9 $\rightarrow$ светоделитель 12 (пространственное совмещение с дифракционным порядком $E(+1)$) $\rightarrow$ диафрагма 13 $\rightarrow$ фотоприемник 14.

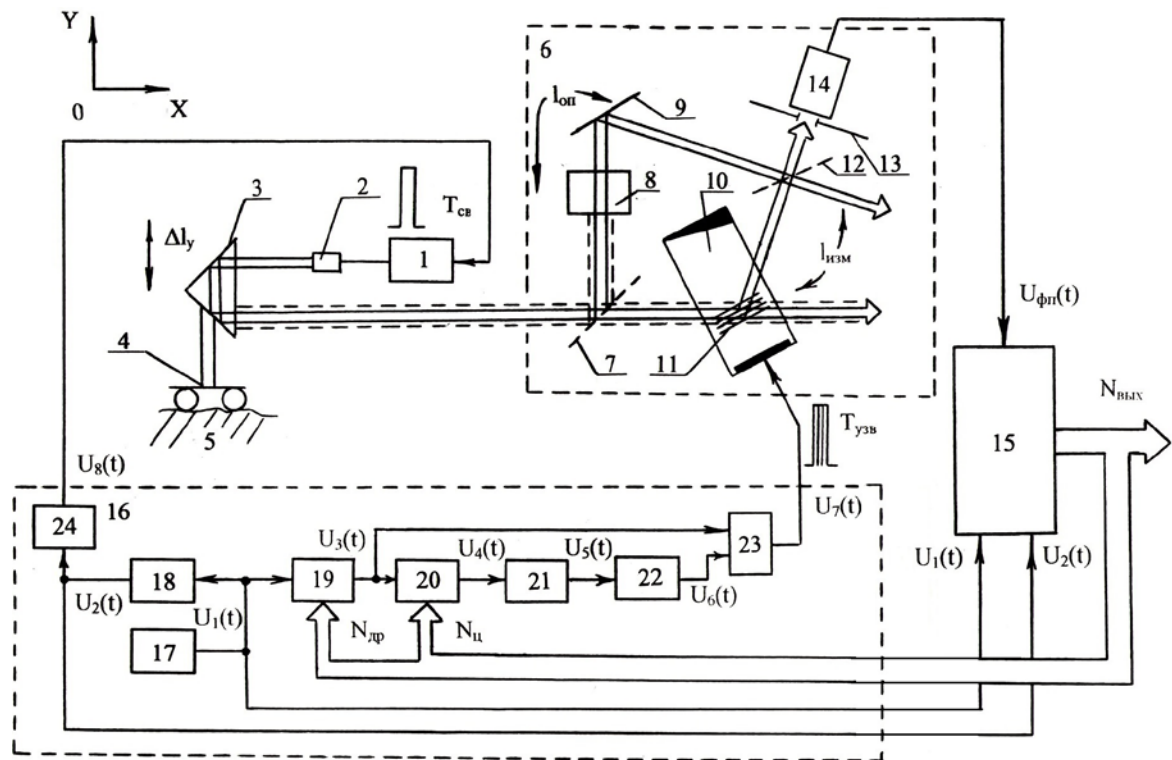


Рис.1. Схема устройства, реализующего предлагаемый способ измерения смещений лазерного луча

Оптическая схема 8 представляет собой последовательное оптическое соединение коллиматора и фокусирующей линзы. Коллиматор уменьшает весь диапазон поперечных смещений луча в m раз – $\Delta L'_y = \Delta L_y / m$, а фокусирующая линза преобразует новый диапазон поперечных смещений луча $\Delta L'_y$, в диапазон угловых отклонений пучка $\pm \gamma$ на входе фотоприемника 14. Так как угловые отклонения пучка $\pm \gamma$ при пространственном совмещении с $E(+1)$ пучком приводят к изменениям периода интерференционной картины $\Lambda_{ик} = \lambda / \sin \gamma$, то расстояние от оптической схемы 8 до фотоприемника 14, и, тем более, длина опорного плеча $l_{оп}$ должны быть такими, чтобы выполнялось условие $\varnothing_d < \Lambda_{ик} / 2,5$ /6/, где $\varnothing_d$ – диаметр диафрагмы. С учетом оптической схемы и, принимая, что для малых углов $\text{tg} \gamma \approx \sin \gamma \approx \gamma$, правомерно записать условие $l_{оп} > 2,5 \Delta L_y \varnothing_d / 2m\lambda$. Тогда при $\lambda = 0,6$ мкм, $m = 6$, $\Delta L_y = 30$ мм и $\varnothing_d = 0,1$ мм получается $l_{оп} > 1$ м. Проведенный расчет позволил получить условие, при котором на выходе фотоприемника 14 возможно получить сигнал с высоким соотношением сигнал/шум /6/.

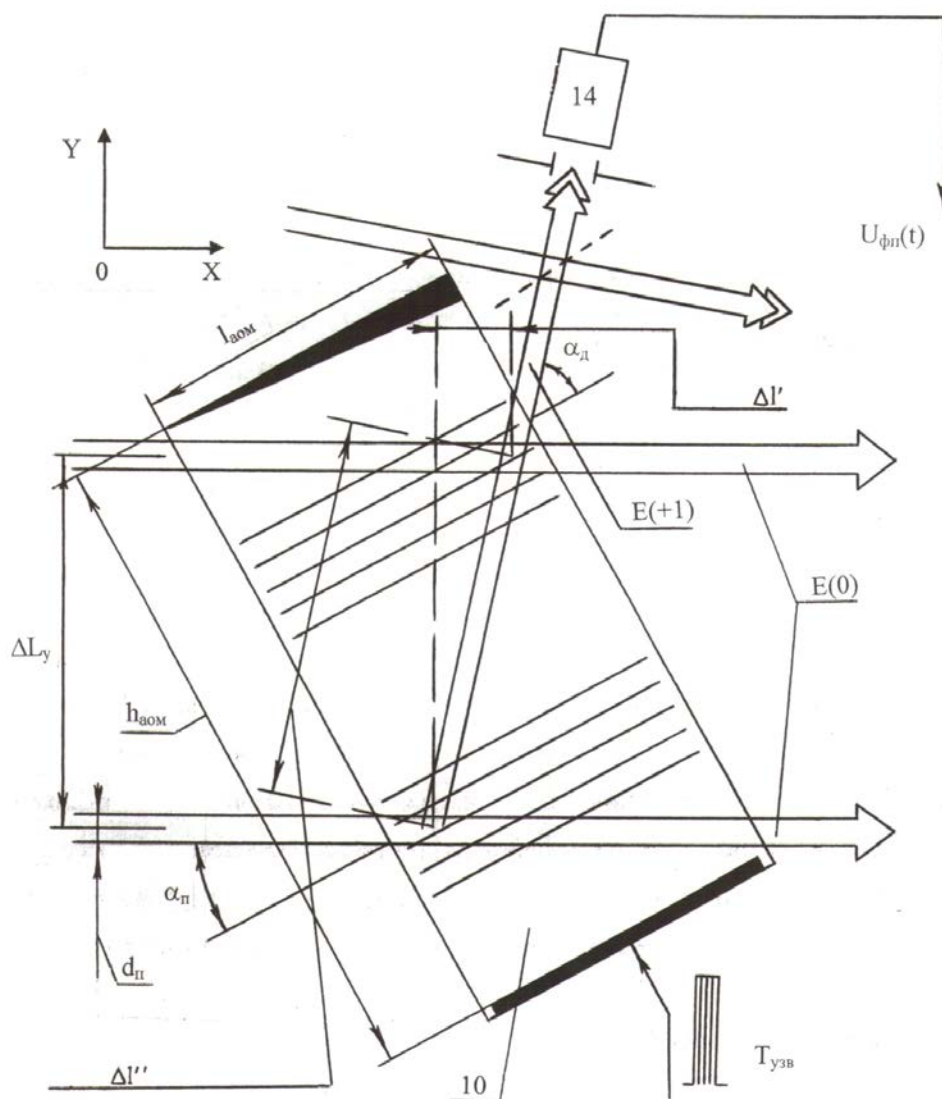


Рис. 2. Ход лазерных лучей в акустооптической ячейке в процессе измерения

Второй оптический луч после светоделителя 7 освещает АО ячейку 10 под углом падения α_n . В каждом цикле через АО ячейку 10 пробегает ультразвуковой импульс 11 (движущаяся периодическая структура в прозрачной среде), являющийся как-бы бегущим «окном дифракции» для входного излучения. Если в момент светового импульса $T_{св}$ положения луча, освещающего АО ячейку 10, и «окна дифракции» пространственно пересекутся, то небольшой, локальный участок пучка продифрагирует и сформирует два порядка дифракции: первый $E(+1)$ и нулевой $E(0)$. При этом нулевой порядок дифракции $E(0)$ не изменяет первоначального направления движения, а первый порядок дифракции $E(+1)$ отклоня-

ется на угол дифракции α_d и получает частотное приращение равное несущей частоте f_1 . Значения α_n и α_d зависят от параметров режима дифракции, выбранного в АО ячейке 10. При этом началом сформированного первого порядка дифракции $E(+1)$ является центр АО взаимодействия, в качестве которого можно принять середину бегущего ультразвукового импульса 11.

Таким образом, при пространственном пересечении второго оптического луча, образуемого после светоделителя 7, и «окна дифракции» излучение $E(+1)$ следует по следующему пути: «окно дифракции» АО ячейки $\rightarrow$ светоделитель 12 $\rightarrow$ диафрагма 13 фотоприемник 14. Весь путь излучения от светоделителя 7, через АО ячейку 10 и далее до фотоприемника 14 образует измерительное плечо $l_{изм}$ интерферометра Маха–Цендера 6 (рис. 2).

В результате пространственного совмещения с малым углом γ и интерференции импульсных разночастотных оптических потоков опорного $l_{оп}$ и измерительного $l_{изм}$ плеч интерферометра Маха–Цендера 6 на выходе фотоприемника 14 формируется импульсный частотный измерительный сигнал $U_{фп}(t) \cong \text{rect}(t/T_{св}) \cdot \sin(2\pi f_1 t + (\varphi_0))$, где $\Delta\varphi_0 = 2\pi(l_{оп} - l_{изм})/\lambda$, – начальная разность фаз в сбалансированном интерферометре Маха–Цендера при $\Delta l_y = 0$. Далее сформированный сигнал $U_{фп}(t)$ следует на первый вход импульсного интерполятора 15.

Формирование электрических сигналов в устройстве происходит следующим образом. Генератор 17 формирует электрический сигнал $U_1(t) = U_{1m} \sin 2\pi f_1 t$, поступающий на первый вход фазовращателя 19 и вход делителя частоты 18. Делители частоты 18 и 21 используются в устройстве для деления частоты входных сигналов на коэффициент деления n , который одинаков для обоих делителей, зависит от параметров устройства и для малых углов падения α_n и дифракции α_d может находиться в диапазоне $[20; 40]$. Делитель частоты 18 создает на своем выходе сигнал $U_2(t) = U_{2m} \sin 2\pi f_2 t$, где $f_2 = f_1/n$, поступающий на второй вход импульсного интерполятора 15 и вход формирователя импульсов 24. Последний создает на выходе сигнал в виде коротких электрических импульсов $U_8(t) = \text{rect}(t/T_{св})$, приводящих к генерации импульсным лазером 1 импульсов света $T_{св}$.

На второй вход фазовращателя 19 от импульсного интерполятора 15 подается код $N_{др}$, управляющий фазовым сдвигом (временной задержкой) сигнала $U_1(t)$. Этот блок позволяет осуществлять плавное дробное изменение фазового сдвига $\phi_{др}$ в пределах от 0 до 2π : $\phi_{др} = N_{др} \cdot \delta_\phi$, где δ_ϕ – минимальная дискрета фазового сдвига. Выходной сигнал фазовращателя 19 $U_3(t) = U_{3m} \sin(2\pi f_1 t + (\phi_{др}))$ поступает на первый вход электронного коммутатора 23 и на вход линии задержки 20.

Линия задержки 20 представляет собой цепочку последовательно включенных элементов задержки, коммутируемых цифровым кодом N_u , приходящим от импульсного интерполятора 15. При этом минимальная дискрета задержки равна длительности периода частоты f_1 : $T_{min} = 1/f_1$, а полное время задержки: $T_{max} = N_u \cdot T_{min} = N_u / f_1$. Соответственно, вводимый задержкой, фазовый сдвиг пропорционален целым периодам 2π : $\Delta\phi_u = 2\pi N_u$. Последовательное включение фазовращателя 19 и линии задержки 20 позволяет изменять в широких пределах общий суммарный фазовый сдвиг (временную задержку) сигнала $U_4(t) = U_{4m} \sin(2\pi f_1 t + \Delta\Psi)$, где $\Delta\Psi = \Delta\phi_u + \phi_{др} = 2\pi N_u + N_{др} \cdot \delta_\phi = N_{вых} \delta_\phi$, где N_u и $N_{др}$ – цифровые коды составляющие код $N_{вых}$.

Сигнал $U_4(t)$ приводит к созданию на выходе делителя частоты 21 импульсного сигнала $U_5(t)$, с частотой $f_2 = f_1/n$, где n – коэффициент деления. Затем импульсный сигнал $U_5(t)$ проходит через формирователь импульсов 21 и преобразуется в сигнал $U_6(t)$, состоящий из электрических импульсов. Этот сигнал следует на второй вход электронного коммутатора 23, в результате чего на его выходе формируется сигнал $U_7(t) \cong \text{rect}(t/T_{узв})(\sin(2\pi f_1 t + \Delta\Psi))$ в виде электрических импульсов $T_{узв}$, заполненных короткими импульсами несущей частоты f_1 . Импульсы $T_{узв}$, поступая на АО ячейку 10, возбуждают в ней соответствующие бегущие ультразвуковые импульсы (движущиеся периодические структуры) 11, синхронизированные со световыми импульсами $T_{св}$. В описании принимается, что в процессе измерений несущая частота неизменна $f_t = \text{const}$, а длительности световых и ультразвуковых импульсов находятся в соотношении: $T_{узв} \approx 4T_{св}$.

В результате пространственного совмещения и интерференции импульсных разночастотных оптических потоков, как описано ранее, на выходе фотоприемника 14 формируется импульсный сигнал $U_{\text{фп}}(t)$, который является измерительным сигналом и, как сигнал обратной связи для всей схемы, следует на первый вход импульсного интерполятора 15. На второй вход последнего приходит импульсный сигнал $U_1(t)$ от генератора 17, который является опорным, а сигнал $U_2(t)$, поступающий на его третий вход является стробирующим, сигналом «запуска измерений».

По приходу стробирующего импульса $U_2(t)$ импульсный интерполятор 15 начинает преобразование разности фаз между сигналами $U_{\text{фп}}(t)$ и $U_1(t)$ в цифровой код $N_{\text{вых}}$, старшие разряды которого являются кодом $N_{\text{ц}}$, а младшие – $N_{\text{др}}$. Цифровой код $N_{\text{вых}}$ является выходным и одновременно используется в качестве сигналов обратной связи $N_{\text{ц}}$ и $N_{\text{др}}$. В зависимости от значений двух кодовых компонент $N_{\text{ц}}$ и $N_{\text{др}}$ в фазовращателе 19 и линии задержки 20 вводятся пропорциональные временные задержки (фазовые сдвиги), которые, изменяя в совокупности суммарный фазовый сдвиг $\Delta\psi$, смещают «окно дифракции» и компенсируют фазовый сдвиг разбаланса интерферометра, возникающий из-за поперечных смещений луча Δl_y .

Описание работы устройства составлено с учетом использования режима дифракции Брэгга. Однако, допустимо использовать дифракцию света и в режиме Рамана–Ната. Так же принимается, что при малой длительности световых импульсов $T_{\text{св}}$ смещения бегущего ультразвукового импульса 11 минимальны и не приводят к значительному «размазыванию», расширению первого порядка дифракции $E(+1)$.

Оценка основных технических параметров и опытный образец

Все подробные математические выкладки приведены в [5], из которых следует, что разрешающая способность для предлагаемого способа измерений может составить $\sim 1,7$ нм.

Исходя из расчетов в [5] для увеличения диапазона измерений ΔL_y и повышения разрешающей способности необходимо подбирать такой режим дифракции в АО ячейке, чтобы уменьшать сумму $\alpha_n + \alpha_d$. Как следует из [7] наилучшими для этих требований подходят АО ячейки на основе одно- и двуосных кристаллов, работающих в режиме анизотропной дифракции. Для для таких АО ячеек [8] при малых углах α_n и α_d диапазон измерений ΔL_y может достичь 10÷30 мм, что в 5–15 раз больше, чем [4].

Согласно алгоритму работы устройства значение $T_{св}$ не должно быть больше 1–2 тактов несущей частоты f_1 : $T_{св} < (1-2)/f_1$. При использовании АО ячейки на основе кристалла парателлурита (TeO_2), как в [8], с $f_1 = 25$ МГц, $v_{узв} \approx 600$ м/с и $l_{аом}$ (1 см) временные параметры измерений будут следующими:

$T_{св} < 40 \div 80$ нс, цикл измерения (для малых углов α_n , α_d) $T_{ц} > l_{аом} \cdot \text{tg} \cdot \alpha_n / v_{узв} \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$ с. Полученные значения приемлемы при использовании наиболее распространенных импульсных лазеров, например, как в [9].

Максимальная «поперечная» скорость $v_{y \max}$ при условии двух измерений за период (длину волны λ) по критерию Найквиста, с учетом ранее определенных параметров, равна $v_{y \max} = \lambda / 2T_{ц} \approx 0,2$ м/с. Как видно, полученное значение соразмерно максимальным «продольным» скоростям $v_{x \max} = 0,2-0,3$ м/с, как у интерферометров НР–5525А (5526А) или ИПЛ–30 (30К1, 30К2) [4].

Заключение

Предлагаемый акустооптический способ измерения смещений позволяет повысить точность измерений перемещений объектов в направлении ортогональном лазерному лучу, довести разрешающую способность до величины $\sim 1-5$ нм, т.е. до значений сопоставимых со значениями лазерных интерферометров перемещений в направлениях коллинеарных лазерному лучу, а также расширить диапазон измеряемых поперечных смещений до $\sim 10-30$ мм. Такое техническое решение позволяет создавать высокоточные системы и устройства измерения смещений объектов в системе трех координат X, Y и Z с соответствующими погрешностями одного порядка $\delta l_x \approx \delta l_y \approx \delta l_z$.

Список литературы

1. Комоцкий В.А., Котюков М.В. Акустооптический измеритель координаты оптического пучка.//Автометрия.–1991,–№5.–с.110–113.
2. А. с. №1610252 МПК G01 В 11/00. Способ измерения пространственных перемещений объекта//Телешевский В.И., Яковлев Н.А., Игнатов С.А. Оpubл. в Б.И.№44, 1990.
3. А.с. №1765691 МПК G01 В 21/00. Способ измерения смещений объекта. Телешевский В.И., Яковлев Н.А.//Оpubл. в Б.И.1992, №36.
4. Яковлев Н.А. Построение лазерных систем для измерения перемещения по трем координатам на основе акустооптического преобразования измерительной информации. Автореф. дисс. на соиск. уч.степ, к.т.н. 05.11.16. М., 1991.
5. Патент РФ №2523780 Акустооптический способ измерения смещений. МПК G01B21/00 Пичхадзе К.М., Мартынов М.Б., Сысоев В.К., Леун Е.В. Оpubл. 20.07.14 в Бюл.№20.
6. Иванов В.А. Привалов В.Е. Использование лазеров в приборах точной механики.СПб, Политехника, 1993.
7. Балакший В.И., Мартынова М.В., Румянцев А.А. Дифракция света на акустическом импульсе./Оптика и спектроскопия, 1998, т.84, №5, с.860–866.
8. Балакший В.И., Казарьян А.В. Акустооптическая стабилизация направления лазерного пучка.// Квантовая электроника, 1998, т.25, №11, с.988–992.
9. Акустооптический сканер на основе бегущей акустической ЛЧМ–линзы//Вовк Ю.М., Затолокин В.Н., Рудаков И.Б. и др.Автометрия, №1, с.54–62.