

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ПРОЯВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ СВЕТА В ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СХЕМЕ ЮНГА В ДЕМОНСТРАЦИОННОМ И ЛАБОРАТОРНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

В.П.Рябухо^{1,2}, О.А.Перепелицына^{1,2}, А.А.Чаусский²

¹ Саратовский государственный университет, 410026 Саратов, Московская, 155

² Институт проблем точной механики и управления, 410028 Саратов, Рабочая, 24

E-mail: rvp@sgu.ssu.runnet.ru

В научных монографиях и учебниках по оптике проявления пространственной когерентности света в явлении интерференции рассматривается на примере интерференционной схемы Юнга [1-9]. Этот весьма наглядный с методической точки зрения опыт стал классическим в теории когерентности света [1,2,4]. Однако экспериментальная реализация этого опыта в его классической постановке с использованием экрана с двумя узкими щелями, в рамках учебной лабораторной работы или лекционной демонстрации осложняется большими энергетическими потерями света. Именно поэтому в оптическом практикуме, насколько нам известно, такие лабораторные работы практически отсутствуют. В работах, поставленных по схеме Юнга с использованием лазерного источника [10,11] (см. также [12]) или по схеме Рэлея на базе промышленного интерферометра ЛИР-2 (см., например, [13]), не предусмотрена возможность исследования влияния степени пространственной когерентности света на контраст наблюдаемых интерференционных полос.

В настоящем сообщении обсуждается возможность экспериментального исследования влияния пространственной когерентности на контраст интерференционных полос, наблюдаемых в схеме Юнга, при использовании в этой схеме специального оптического элемента, существенно повышающего светосилу (энергетику) этого интерференционного опыта. Обсуждается методика демонстрационного эксперимента и краткое содержание лабораторной работы для оптического практикума общего курса физики.

Методологические особенности схемы Юнга. Схема Юнга с наблюдением интерференционных полос в дальней области дифракции в свободном пространстве (рис.1) в учебном эксперименте может быть практически реализована только с использованием достаточно мощного лазерного излучения и в параллельном освещающем пучке [10,11].

В схеме на рис.1 размеры отверстий в экране должны быть не только меньше радиуса пространственной когерентности ρ_c , но и столь малыми, чтобы дифрагировавшие на них волны в достаточной степени перекрывались на экране наблюдения интерференционных полос \mathcal{E}_2 . Уменьшение размеров

отверстий приводит к расширению угловой апертуры дифракционного поля, а следовательно, и поля интерференции, что приводит к существенному уменьшению интенсивности света в интерференционной картине, затрудняющему наблюдение явления.

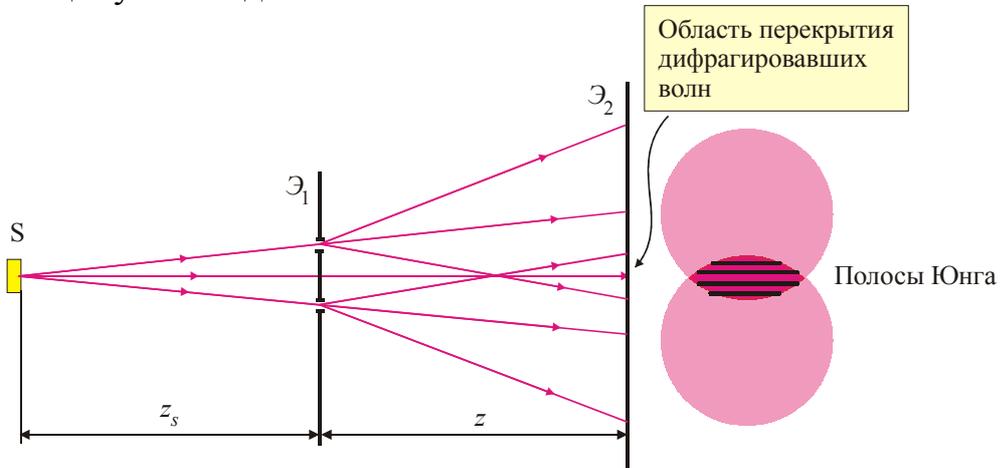


Рис.1. Классическая интерференционная схема Юнга с частичным перекрытием дифрагировавших пучков света.

В фундаментальной монографии М.Борна и Э.Вольфа [1] приводится наиболее удобная схема Юнга, устраняющая проблему частичного наложения дифрагировавших на отверстиях волн (рис.2). Однако, почему-то эта практически важная схема не нашла места в учебной и методической литературе по оптике, за исключением [6,14].

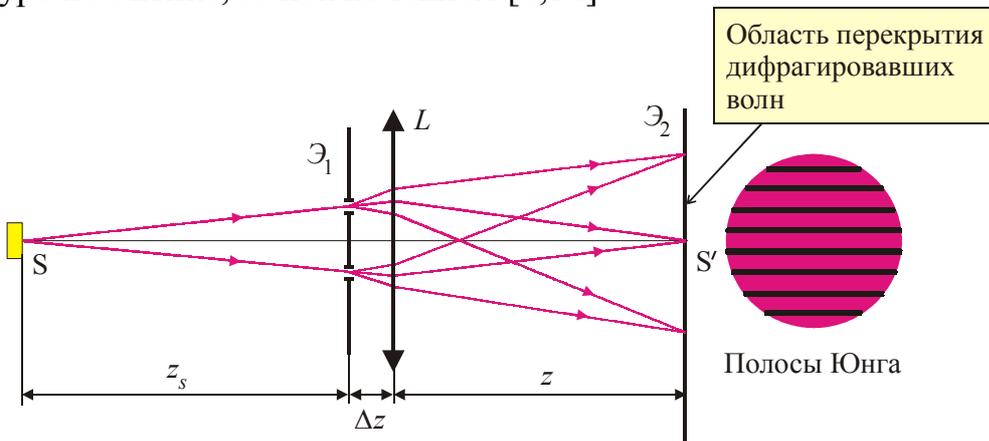


Рис.2. Схема Юнга с использованием собирающей линзы, обеспечивающей полное перекрытие дифрагировавших пучков.

Отметим две важные особенности этой схемы. Экран \mathcal{E}_1 можно располагать как вплотную к линзе до или после нее, так и на определенном удалении от линзы. Если экран \mathcal{E}_1 находится за линзой, то период наблюдаемых полос Λ определяется по формуле $\Lambda = \bar{\lambda}z/\Delta x$, где Δx - расстояние между отверстиями, z - расстояние от экрана до плоскости

наблюдения интерференционной картины, $\bar{\lambda}$ - средняя длина волны. Если линза достаточно тонкая, а расстояние z достаточно большое, то этой же формулой можно пользоваться, когда экран расположен вплотную перед линзой. Если же экран расположен перед линзой на расстоянии Δz и на расстоянии z_s от источника света, то для периода полос справедливо соотношение $\Lambda = \bar{\lambda}z/\Delta x(1 + \Delta z/z_s)$, которое можно получить из простых геометрических построений.

Вторая особенность, на которую необходимо обратить внимание, заключается в том, что полосы Юнга в рассматриваемой схеме наблюдаются в плоскости, оптически сопряженной освещаемому источнику S , т.е. в плоскости, где формируется изображение S' источника. Эта плоскость находится в дальнем поле дифракции по отношению к световому полю за экраном \mathcal{E}_1 , где бы он ни располагался, до или после линзы [15,16]. Следовательно, поле в плоскости наблюдения интерференционной картины определяется фурье-преобразованием поля за отверстиями в экране \mathcal{E}_1 [15,16]. Положение интерференционных полос не зависит от положения отверстий в экране \mathcal{E}_1 относительно оптической оси. Иными словами, параллельный перенос отверстий в плоскости экрана \mathcal{E}_1 не приводит к смещению интерференционных полос Юнга. Это свойство данной схемы является следствием таутохронизма лучей в изображающей системе - все лучи света от источника S до изображения S' проходят одинаковый оптический путь, т.е. приходят в т. S' на оптической оси системы с нулевой разностью хода. Поэтому через центр изображения источника проходит светлая интерференционная полоса Юнга. (Отметим, что при Δx , превышающем радиус пространственной когерентности света ρ_c в центре картины Юнга появляется темная полоса [1]).

Несмещаемость интерференционной картины при поперечном смещении экрана с отверстиями можно интерпретировать и формально, как инвариантность фурье-преобразования к поперечному сдвигу преобразуемой функции (как следствие теоремы смещения для фурье-преобразований [15,16]), если такое объяснение окажется ближе для понимания.

Если в экране \mathcal{E}_1 имеется не одна, а множество пар отверстий с одинаковой ориентацией и равной длиной отрезка Δx , соединяющего центры каждой пары отверстий, то множество соответствующих им интерференционных полос Юнга будет накладываться друг на друга без смещения, "в фазе", увеличивая интенсивность света в светлых полосах. Таким образом можно существенно увеличить энергетику интерференционной схемы Юнга.

Размер отверстий d должен быть достаточно малым, чтобы диаметр дифракционного поля B , в котором наблюдаются интерференционные полосы, был достаточно большим. Например, если мы хотим иметь $B \approx 50$ мм

при фокусном расстоянии линзы $f = 200$ мм, то для $z \approx f$ (источник света достаточно удален от линзы) имеем $d \approx 2\bar{\lambda}f/B \approx 4$ мкм. Для периода полос Юнга $\Lambda \approx 5$ мм (10 полос в дифракционном гало) расстояние Δx между отверстиями должно быть $\Delta x = \bar{\lambda}f/\Lambda \approx 20$ мкм. И это значение должно быть выдержано с достаточно большой точностью, чтобы наблюдался эффект усиления интенсивности интерференционных картин от всех пар отверстий.

Каким образом можно изготовить такой экран с множеством пар отверстий?

Из вышеприведенных оценок ясно, что механическим способом изготовить такой экран - весьма трудная задача. Фотографическим методом эта задача легко решается, но в этом случае потребуются фотопластинки с высоким разрешением, которые используются в фотолитографии или голографии.

Для реализации фотолитографического способа сначала необходимо на белом листе бумаги нанести множество одинаковых пар черных пятен. Это можно сделать с помощью компьютерной графики и высокоразрешающего принтера. Форма и размеры пятен в каждой паре должны быть одинаковыми, а в разных парах они могут отличаться. Средний размер пятен должен быть таким, чтобы размер их изображений при фотографировании был достаточно малым. Для получения пар идентичных взаимно смещенных пятен можно воспользоваться в используемой графической программе (например, CorelDRAW) возможностью копирования и параллельного сдвига всей системы пятен. Важно не располагать пары пятен регулярным образом, иначе, в последующем, в дифракционной картине появится дополнительная регулярная модуляция интенсивности света, обусловленная интерференцией волн от всей системы отверстий. Фотографическая запись такой картинки с соответствующим уменьшением при использовании высокоразрешающих объектива и фотопластинки позволит получить экран с множеством пар одинаковых прозрачных участков, эквивалентным парам точечных отверстий.

Вышеприведенный способ получения экрана с множеством пар отверстий относительно трудоемок, поскольку для существенного увеличения интенсивности света в интерференционной картине Юнга необходима достаточно высокая поверхностная плотность пар прозрачных пятен на экране на достаточно большой площади, превышающей площадь апертуры линзы. Технологически достаточно просто получить экран с требуемым количеством прозрачных пятен следующим фотографическим способом. На лист черной бумаги распыляется белая краска так, чтобы лист покрылся сравнительно равномерно капельками белой краски. Затем изображение этого листа с уменьшением дважды фотографируется на высокоразрешающую фотопластинку с требуемым поперечным смещением Δx фотопластинки между экспозициями.

Совсем технологически простой способ получения требуемого экрана заключается в двухэкспозиционной фотографической записи спекл-структуры в рассеянном лазерном излучении [17-19]. Оптическая схема, которая может быть использована для этих целей, приведена на рис.3. Внешний вид таким образом полученной спеклограммы поперечного сдвига приведен на рис.4.

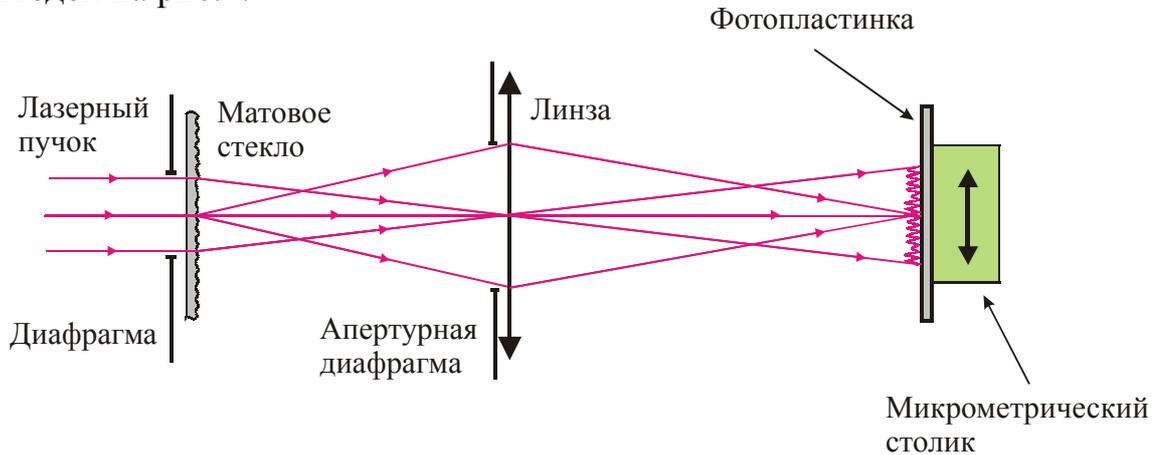


Рис.3. Схема записи двухэкспозиционной спеклограммы сдвига.

Достаточно широкий лазерный пучок I освещает матовое стекло 3 , изображение которого двукратно фотографируется на высокоразрешающую голографическую фотопластинку 6 , закрепленную на столике с возможностью поперечного микрометрического перемещения. Минимальный поперечный размер спеклов в плоскости изображения матового стекла оценивается с помощью выражения $\varepsilon_{\perp} \approx \lambda z / D_a$, где z - расстояние от линзы до фотопластинки, D_a - диаметр апертуры линзы, λ - длина волны лазерного излучения [17]. При $D_a = 20$ мм, $z = 100$ мм для $\lambda = 0.63$ мкм (излучение He-Ne лазера) получим $\varepsilon_{\perp} \approx 3$ мкм, этого вполне достаточно для наблюдения полос Юнга в относительно широком дифракционном гало. На рис.5 представлены картины интерференционных полос Юнга, наблюдаемые в дифракционном гало дальнего поля дифракции при освещении спеклограммы узким лазерным пучком (по схеме рис.1).

Если на этапе записи двухэкспозиционной спеклограммы сдвига используется круглая апертура изображающей линзы (рис.3), то средняя интенсивность света в дифракционном гало быстро уменьшается на периферии, имеется большой перепад интенсивности света в центре и на краях дифракционного гало (рис.5,а,б) [18,19]. Для выравнивания этого перепада и более заметного очертания границ дифракционного гало при записи спеклограммы можно использовать кольцевую диафрагму фокусирующей линзы [19]. Картина полос Юнга на рис.5,в получена с использованием спеклограммы, записанной таким способом.

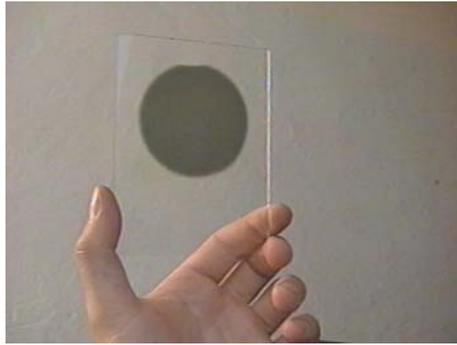


Рис.4. Спеклограмма поперечного сдвига.

Спеклограммы сдвига можно записывать как на негативном, так и на позитивном фоточувствительном слое. Аналогично и в фотолитографическом методе можно использовать оба типа фотослоев. С физической точки зрения это означает, что имеет место один и тот же результат, если используется экран с системой пар идентичных прозрачных пятен (отверстий) или с системой пар идентичных непрозрачных пятен (экранов) на прозрачном фоне.

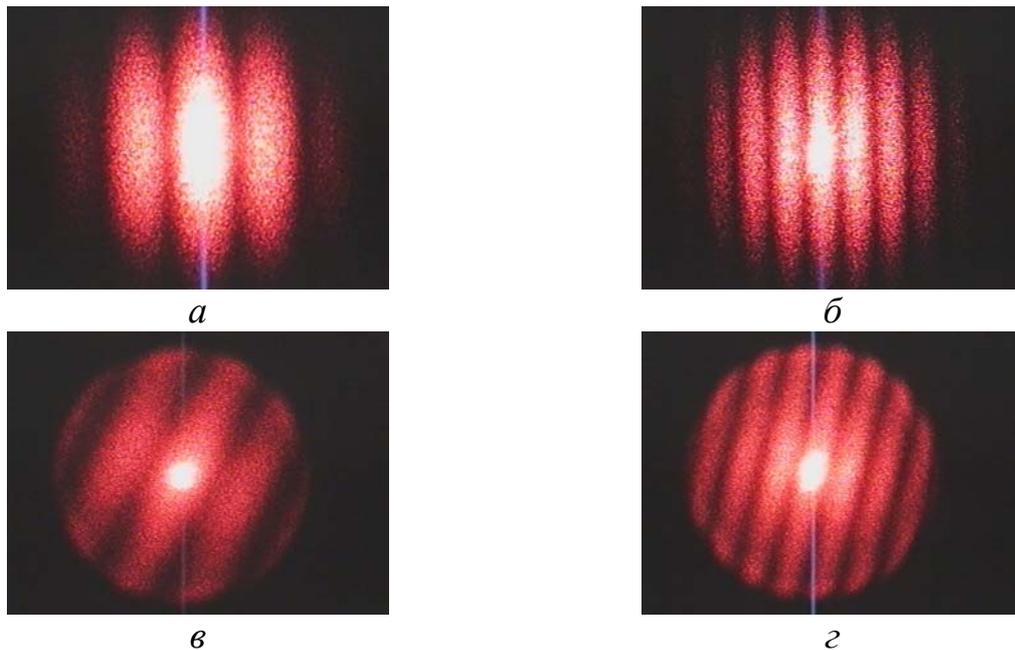


Рис.5. Интерференционные полосы Юнга в дальнем поле дифракции лазерного пучка на различных спеклограммах поперечного сдвига, полученных с использованием круглой (а,б) и кольцевой (в,г) апертур изображающей линзы (рис.3).

Фотопластинку с амплитудным пропусканием можно отбелить [20], превратив ее в фазовый экран, который будет содержать систему пар одинаковых фазовых неоднородностей – микролинз. Такой экран создает

такую же интерференционную картину полос Юнга, как и амплитудный, но с большей дифракционной эффективностью – интенсивностью полос.

Демонстрация интерференционных полос Юнга. При освещении спеклограммы сдвига нерасширенным лазерным пучком в дифракционном гало на расстоянии ~ 1 м отчетливо наблюдаются интерференционные полосы Юнга. Диаметр дифракционного гало на этом расстоянии при вышеприведенных оценках поперечных размеров спеклов на спеклограмме, $\varepsilon_{\perp} \approx 3$ мкм, составляет $B \approx 2\lambda z/\varepsilon_{\perp} \approx 40$ см. При мощности лазера $P \approx 10$ мВт картина полос хорошо видна в большой лекционной аудитории (рис.6).



Рис.6. Демонстрация в большой лекционной аудитории интерференционных полос Юнга, получаемых в лазерном свете с использованием спеклограммы сдвига.

Для демонстрации влияния протяженности источника света и, следовательно, пространственной когерентности света на контраст полос Юнга из энергетических соображений необходимо использовать схему, приведенную на рис.2. Отчетливое наблюдение изменения контраста полос в этой схеме при увеличении или уменьшении диаметра источника света удается наблюдать в достаточно затемненной аудитории.

Однако если в качестве собирающей линзы в схеме на рис.2 использовать непосредственно хрусталик глаза, визуальная энергетическая эффективность схемы существенно повысится, поскольку в этом случае интерференционные полосы юнга формируются непосредственно на сетчатке глаза наблюдателя (рис.7). В этом варианте схемы Юнга можно наблюдать влияние пространственной когерентности на контраст интерференционных полос в индивидуальном порядке и в незатемненной аудитории. Для этого необходимо, чтобы в аудитории имелось хотя бы два источника света с заметно отличающимися размерами тела светимости, например, лампа накаливания с видимой нитью накала и лампа накаливания в колбе или плафоне из молочного стекла. На рис.8 приведены фото наблюдения интерференционных полос с различной контрастностью, которые видны в

ореоле изображений осветительных ламп на потолке Большой физической аудитории нашего университета при рассматривании этих источников через спеклограмму сдвига.

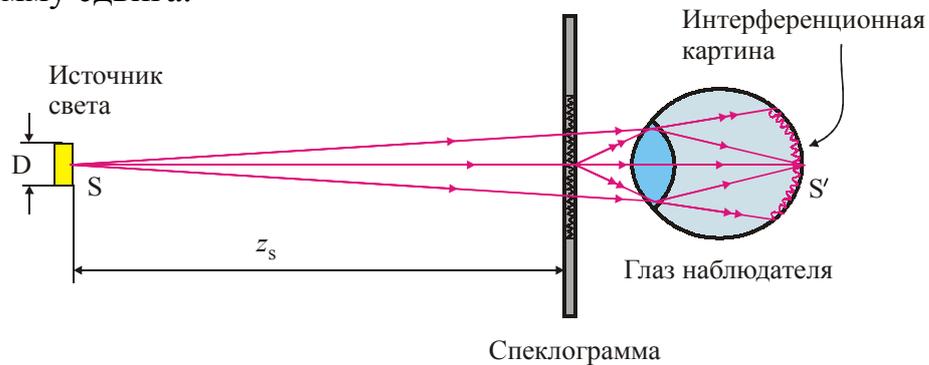


Рис.7. Оптическая схема для формирования интерференционных полос Юнга непосредственно на сетчатке глаза.



Рис.8. Наблюдение интерференционных полос Юнга различного контраста в дифракционных гало вокруг изображений осветительных ламп на потолке Большой физической аудитории, при рассматривании этих источников света через спеклограмму сдвига (слева лампа с видимой спиралью накаливания – малые размеры тела светимости, справа – 2 лампы с рассеивающей колбой).

Измерение поперечного радиуса пространственной когерентности света протяженного теплового источника. На основе оптической схемы, приведенной на рис.2, или схемы с непосредственным наблюдением картины полос Юнга (рис.7) с использованием спеклограммы сдвига можно поставить лабораторную работу по изучению влияния степени пространственной когерентности излучения протяженного источника на видность интерференционных полос (см. рис.9).



Рис.9. Изучение влияния степени пространственной когерентности излучения протяженного источника на видность интерференционных полос.

В рамках этой работы возможны два подхода. При наличии нескольких спеклограмм с различным поперечным сдвигом Δx зарегистрированных на них спекл-структур подбирается спеклограмма, для которой полосы Юнга практически исчезают для заданного углового размера источника. В этом случае поперечный сдвиг Δx - расстояние между идентичными прозрачными пятнами на спеклограмме - приблизительно равен радиусу пространственной когерентности ρ_c света в плоскости спеклограммы $\Delta x \approx \rho_c$. Для этой спеклограммы, пользуясь источником с меньшими угловыми размерами, при котором наблюдаются контрастные полосы, определяют угловой период полос Юнга Λ_α , а по нему – величину $\rho_c \approx \Delta x = \lambda / \Lambda_\alpha$. По вычисленному значению ρ_c определяют угловой размер источника света $\theta \approx \bar{\lambda} / \rho_c$ и сравнивают его с непосредственно измеренным значением $\theta = D / z_s$.

Во втором подходе, на наш взгляд практически более удобном, используется одна спеклограмма сдвига и источник света, поперечные размеры которого можно непрерывно изменять в процессе эксперимента. Это легко выполнить, используя, например, осветитель ОИ-9М и помещая матовое стекло за его ирисовой диафрагмой. При визуальной схеме наблюдения полос (рис.7) мощности света такого источника вполне достаточно для отчетливого наблюдения полос Юнга. Изменяя диаметр

источника света, наблюдают изменение контраста полос Юнга. Полосы исчезают, когда $\Delta x \approx \rho_c$. Величину Δx в этом эксперименте определяют по наблюдаемому периоду Λ полос при малых размерах источника, когда полосы отчетливо видны. Для этого в плоскости источника света нужно установить экран с отсчетной миллиметровой линейкой. Тогда в поле зрения наблюдателя будут одновременно видны интерференционные полосы и линейка, по которой можно определить период полос Λ (рис.10). Зная расстояние z_s между источником и спеклограммой, определяют величину $\Delta x = \bar{\lambda}z_s/\Lambda$, а по ней значение ρ_c , которое можно сравнить с величиной, вычисленной по формуле $\rho_c \approx \bar{\lambda}z_s/D$, где D - диаметр источника. Отметим интересную особенность: полосы практически исчезают при $\Delta x \approx \rho_c$, когда видимый период полос Λ равен видимому диаметру источника света D ($\bar{\lambda}z_s/\Lambda \approx \bar{\lambda}z_s/D \Rightarrow \Lambda \approx D$), что и наблюдается на практике (рис.10,в).

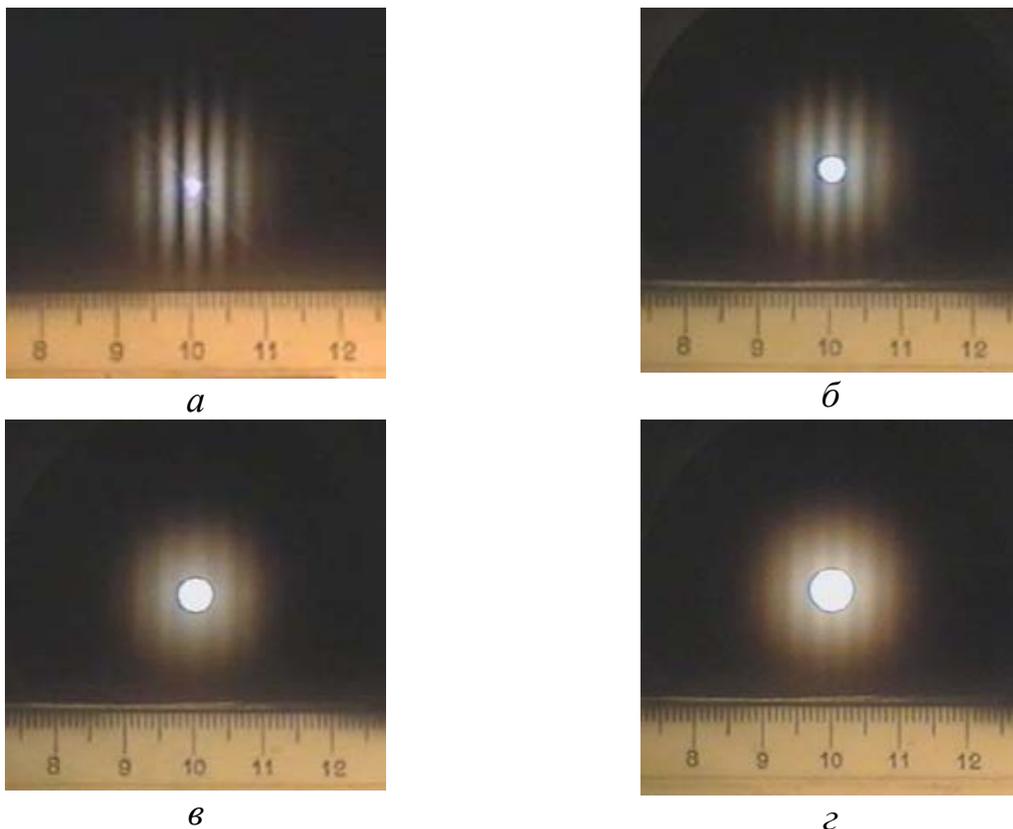


Рис.10. Уменьшение контраста интерференционных полос Юнга, наблюдаемых в лабораторном эксперименте при увеличении размеров источника света и соответствующем уменьшении поперечного радиуса пространственной когерентности излучения в плоскости спеклограммы: а,б - $\rho_c > \Delta x$; в - $\rho_c \approx \Delta x$; г - $\rho_c < \Delta x$ - наблюдается эффект обращения контраста полос: центральная полоса нулевого порядка становится темной.

Для круглого источника света с равномерной светимостью нормированная функция поперечной пространственной когерентности (степень когерентности) света определяется выражением [1,4,6,8]:

$$\gamma_{12}(\Delta x) = \frac{2J_1(u)}{u}, \quad u = \frac{\pi D \Delta x}{\lambda z_s},$$

где $J_1(u)$ - функция Бесселя первого порядка. График изменения степени когерентности приведен на рис.11. На этом графике точками отмечены 4 приблизительных значения аргумента u , при которых получены фотографии интерференционных полос, приведенных на рис.10. При $u \approx 3,83$ (точка *в*) $\gamma_{12} \approx 0$ и полосы практически исчезают (рис.10,*в*). В этом случае $\Delta x \approx 1,22\bar{\lambda}z_s/D = \rho_c$ и более точное соотношение между периодом полос и диаметром источника для этого случая имеем вид $D \approx 1,22\Lambda$. Для точки *г* на рис.11 $u \approx 5,15$ степень когерентности γ_{12} принимает отрицательное значение $\gamma_{12} \approx -0,132$. С физической точки зрения это эквивалентно появлению дополнительной разности фаз в π рад между интерферирующими волнами. Поэтому в картине Юнга наблюдается обращение контраста полос – на месте светлых полос появляются темные, центральная интерференционная полоса нулевого порядка становится темной (рис.10,*г*) [1].

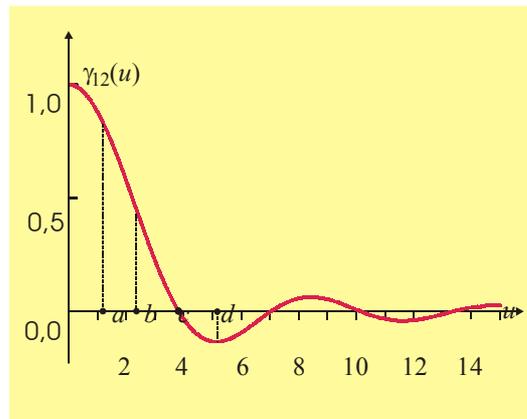


Рис.11. График изменения степени поперечной пространственной когерентности света теплового источника круглой формы.

Закключение. Использование специального экрана с множеством пар идентичных отверстий или прозрачных пятен, в частности, спеклограммы поперечного сдвига, существенно упрощает постановку интерференционного опыта Юнга. Становится возможной демонстрация полос Юнга в лазерном свете в незатемненной большой лекционной аудитории и, главное, постановка в оптическом практикуме общего курса физики лабораторной работы по изучению проявления пространственной когерентности света тепловых источников в классическом интерференционном эксперименте, которым является опыт Юнга. Более полный эксперимент по изучению

пространственной когерентности света в схеме Юнга предполагает измерение контраста полос V в зависимости от расстояния между отверстиями Δx и определение функции пространственной когерентности по этим значениям $|\gamma_{12}(\Delta x)| = V(\Delta x)$. Такой эксперимент существенно сложнее вышеописанного, поскольку требует фотоэлектрической регистрации интерференционной картины со всеми сопутствующими сложностями технического характера. Однако использование видеокамеры вместо глаза, платы ввода изображений в персональный компьютер и соответствующего программного обеспечения обработки кадров изображений позволит выполнить эту процедуру измерения контраста полос и сделает эксперимент более наглядным и насыщенным методически важной информацией.

В заключение важно также отметить, что пространственная когерентность света протяженных источников проявляется не только в интерферометрах с делением по волновому фронту, к которым относится схема Юнга, но и в интерферометрах с делением по амплитуде, например, в интерферометре Майкельсона. Как показано в [21], это проявление пространственной когерентности достаточно легко наблюдать в демонстрационном и лабораторном экспериментах. Постановка этих двух работ на базе схемы Юнга и интерферометра Майкельсона, на наш взгляд, в значительной степени упростит изучение довольно сложного раздела курса оптики «Пространственная когерентность света».

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 00-15-96667, Программа «Ведущие научные школы РФ», и гранта № REC-006 of the U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF).

Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. - 720 с.
2. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. – М.: Наука, 1967. – 80 с.
3. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.А. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. – 640 с.
4. Гудмен Дж. Статистическая оптика. - М.: Мир, 1988. - 528 с.
5. Ландсберг Г.С. Оптика. Издание 5-е. - М.: Наука, 1976. - 928 с.
6. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. - М.: Высшая школа, 1995. - 463 с.
7. Матвеев А.Н. Оптика. – М.: Высшая школа, 1985. – 351 с.
8. Бутиков Е.И. Оптика. - М.: Высшая школа, 1986. - 512 с.
9. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1998. - 656 с.
10. Калитеевский Н.И. Демонстрация когерентных свойств газового лазера. – УФН, 1966, т.90, вып.2, с.379-386.

- 11.Алешкевич В.А., Киселев Д.Ф., Коржачкин В.В. Лазеры в лекционном эксперименте. – М.: Изд-во Моск. Ун-та, 1985. – 135 с.
- 12.Цой В.И., Березин К.В. Руководство к лабораторным работам по курсу общей физики. Оптика. Вып.7. Интерференция и дифракция света: Учебное пособие. – Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1997. – 25 с. (<http://optics.sgu.ru/info/edu.html>)
- 13.Стальмахова Л.С., Величко А.Г. Руководство к лабораторным работам по курсу общей физики. Оптика. Вып.2. Рефрактометрия: Учебное пособие. – Саратов: Изд-во СГУ, 1986. – 25 с. (<http://optics.sgu.ru/info/edu.html>)
- 14.Амстиславский Я.Е. Лекционная демонстрация опыта Юнга. – УФН, 1964, т.83, вып.3, с.571-573.
- 15.Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. - М.: Мир, 1970. - 364 с.
- 16.Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.. Оптическая голография. – М.: Мир, 1973. – 686 с.
- 17.Франсон. Оптика спеклов. – М.: Мир, 1980. – 171 с.
- 18.Джоунс Р., Уайкс К.. Голографическая и спекл-интерферометрия. – М.: Мир, 1986. – 328 с.
- 19.Клименко И.С. Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия. – М.: Наука, 1988. – 224 с.
- 20.Кириллов Н.И. Высокора разрешающие фотоматериалы для голографии и процессы их обработки. – М.: Наука, 1979. – 136 с.
- 21.Рябухо В.П., Перепелицына О.А. О локализации интерференционных полос в частично когерентном свете. – Физическое образование в вузах, 2001, вып.2, с.15-27.