

Демонстрация направления линейной поляризации лазерного пучка.

Введение

Насколько нам известно, в учебной литературе описан единственный способ визуального наблюдения линейной поляризации светового пучка без применения анализатора. Сделано это в книге [5] в связи с необходимостью демонстрационного доказательства поперечности световых колебаний. Демонстрация заключается в том, что наблюдают линейно поляризованный пучок, проходящий в сосуде с мутной жидкостью. За счет рассеяния света в жидкости пучок наблюдают сбоку, в направлении \perp к направлению его распространения. При фиксированном направлении поляризации меняют угол наблюдения или, сохраняют неизменным направление наблюдения и при этом меняют направление линейной поляризации поворотом поляризатора вокруг оси пучка. В обоих случаях обнаруживается два положения, разделенных углом в 180° , в которых глаз не видит пучок. Очевидно, что исчезновение рассеянного света происходит тогда, когда направление линейной поляризации, задаваемое электрическим вектором \mathbf{E}_0 световой волны, совпадает с линией наблюдения и физиологическое воздействие света на зрение в этом случае отсутствует. При правильно подобранных условиях эта демонстрация доступна для показа в большой аудитории, а с практической точки зрения она позволяет довольно точно установить направление световых колебаний, пропускаемых поляризатором, и отметить это направление на его оправе.

В связи с широким применением лазеров в оптических исследованиях вопрос о поляризации пучка и азимуте направления линейной поляризации \mathbf{E}_0 имеет важнейшее значение. Однако, даже в техническом паспорте лазера чаще всего не указывается состояние поляризации излучения и не фиксируется направление поляризации линейно поляризованных пучков. Конечно, по косвенным признакам, например по брюстеровскому наклону окон газоразрядной трубки в газовых лазерах, или, исследуя пучок с помощью поляризатора, нетрудно получить необходимые сведения о состоянии его поляризации. Однако, несомненный интерес представлял бы такой эксперимент, в котором сам линейно поляризованный лазерный пучок смог бы "нарисовать" в плоскости, перпендикулярной к его оси, направление поляризации. Оказывается, что такую возможность открывают фотоиндуцированные в пленках AgCl-Ag линейно поляризованным лазерным пучком периодические структуры (ПС), связанные с ТЕ модами. В демонстрационном отношении описываемое ниже явление не только выглядит более эффектно, чем упомянутый эксперимент Поля, но и позволяет точнее определить и зафиксировать азимутальное положение вектора \mathbf{E}_0 .

Описание эксперимента

Эксперимент выполняется очень просто. Опишем его для случая, когда источником излучения является He-Ne лазер типа ЛГ-79-1, характеристики которого указаны в предыдущей работе. Для демонстрации желательно

приготовить две пленки AgCl-Ag на стеклянной подложке. Одна из них должна иметь толщину пленки AgCl меньше, чем толщина отсечки h_0 моды TE₀. В предыдущей работе показано, что $h_0 = 49$ нм. Чтобы получить пленку AgCl с $h < h_0$ при напылении с расстояния $r_0 = 15$ см (рис. 7) необходимо испарить навеску AgCl массы M 15-18 мг (рис. 8). Толщину второй пленки AgCl, выбирают такой, которая соответствует формированию ПС на волноводной TE₀ моде, например $h \approx 100$ -120 нм (рис. 2). Обе пленки можно нанести на одну и ту же подложку – на одну ее половину меньшую h и на вторую половину большую. Размер подложки выбирают лишь из соображений удобства работы с образцом, например 30x30x1,5 мм. На обе пленки одним напылением наносят тонкий (≈ 10 нм) слой Ag и образец готов для демонстрации.

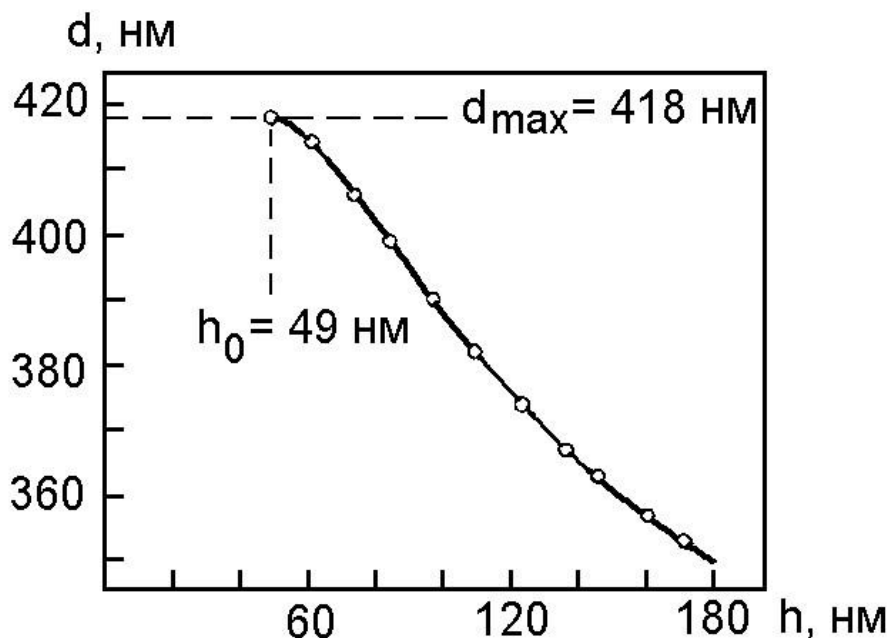


Рис. 2. Расчетная зависимость периодов d ПС от толщины h пленки AgCl. Точки на расчетной кривой – экспериментальные значения d , нанесенные на кривую с целью определения соответствующих им толщин h пленки.

(рис. 7)(1)

рис. 8): (3)

Облучение образца проводят по схеме рис. 4. Расстояние от лазера до образца рекомендуется выбрать равным 50–60 см. Поскольку не предполагается выполнение измерений периодов формируемых ПС, то вместо гониометра образец можно поместить на другом основании, например, удобно использовать препаратодователь типа СТ-5, который позволяет перемещать образец в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Образец закрепляют пластилином или другим способом и выставляют так, чтобы лазерный пучок падал на него по нормали к пленке. Последующие наблюдения можно проводить на экране, поставленном перед или после образца. Для определенности выберем положение экрана перед образцом. Рекомендуется установить расстояние между ними равным 10-15 см. Как и в предыдущей работе, желательно предусмотреть такое крепление лазера, которое позволяло бы поворачивать его вокруг оси пучка.

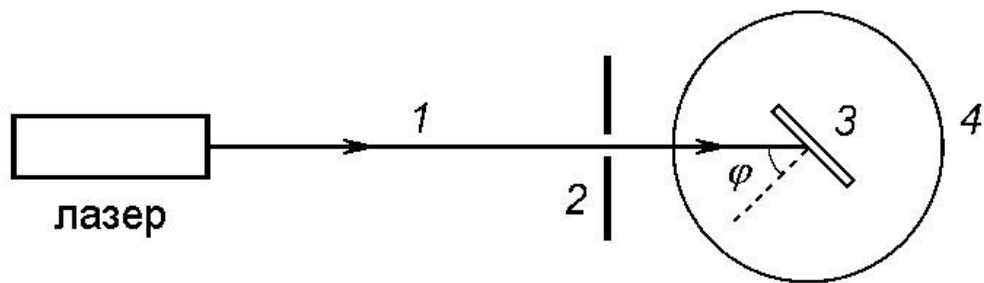


Рис. 4. Схема облучения пленки при формировании в ней периодической структуры.

Наблюдения рекомендуется начать при облучении более толстой пленки, где ПС формируется на волноводной ТЕ моде. В этом случае развитие ПС и соответствующей картины рассеяния от ПС на экране происходит несколько быстрее, чем в случае тонкой пленки. Вначале устанавливают лазер в нормальное положение, предусмотренное конструкцией его корпуса. Подводят под пучок, какой либо участок пленки и начинают наблюдение. По истечении нескольких секунд на экране появляется полоса малоуглового рассеяния (МР) от формируемой ПС (МР – это рассеяние под малыми углами по отношению к коллимированному падающему и прошедшему пучку). Яркость полосы МР нарастает и достигает такой величины, что эта полоса легко наблюдается на экране с расстояния в несколько метров. Полоса пересекает центр экрана, т.е. отверстие в нем, она симметрична относительно центра и имеет протяженность от центра до еще уверенно различимого края около 10-15 см. Ширина полосы около 1 см. Указанные размеры конечно не точны и зависят от расстояния между образцом и экраном. При визуальном наблюдении полоса МР выглядит ярко красной на белой поверхности экрана. Черно-белая фотография описываемой полосы МР показана на рис. 4,б, где она выглядит, за счет фотографического контраста, белой на черном фоне.

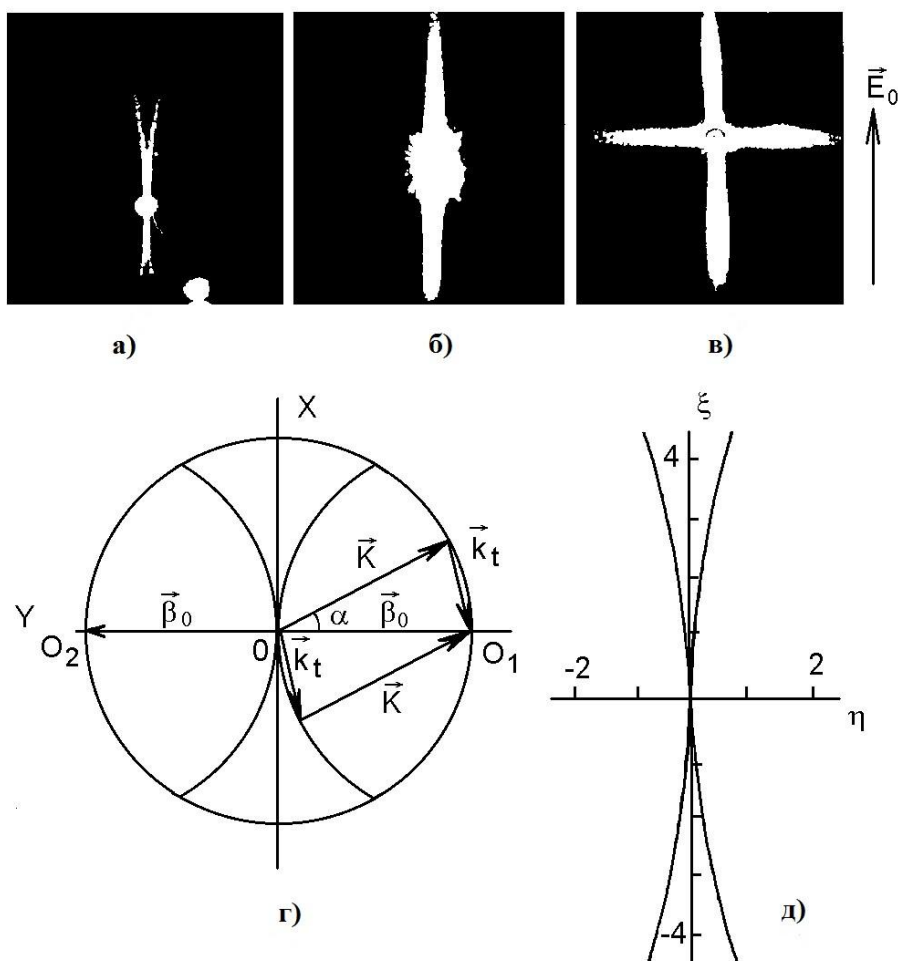


Рис. 5. Картины малоуглового рассеяния (а, б, в) линейно-поляризованного лазерного пучка от образованных им периодических структур; г – полярная диаграмма, поясняющая возникновение МР; д – расчетная картина МР на экране.

В процессе экспонирования можно видеть эволюцию полосы МР. Эволюция состоит в росте яркости, которая через время порядка 10 мин достигает насыщения и затем медленно уменьшается, но полоса не исчезает даже при больших экспозициях. Меняется также форма полосы, она сужается за счет роста яркости вдоль ее осевой линии, а на концах проявляется расщепление, подобное показанному на рис. 5,а. Однако, самым важным фактом для рассматриваемой демонстрации является то, что направление, параллельное осевой линии вдоль полосы МР, точно совпадает с направлением поляризации \vec{E}_0 в лазерном пучке. Таким образом получается, что пучок падает на образец, формирует в нем ПС и рассеиваясь на ПС, "рисует" на экране полосу, направленную точно вдоль вектора \vec{E}_0 .

Как отмечалось ранее, лазер ЛГ-79-1 при горизонтальном положении основания его кожуха дает пучок с наклоном \vec{E}_0 примерно под 45° к горизонту. Такой же азимут покажет на экране и полоса МР. Если теперь повернуть корпус лазера

вокруг оси пучка, то изменится азимут поляризации и при действии пучка на прежний участок пленки можно наблюдать постепенную перестройку картины МР. В соответствии с новым азимутом поляризации пучок начнет формировать новую ПС за счет разрушения прежней. На экране будет развиваться новая полоса МР с измененным азимутом, а предыдущая будет постепенно гаснуть и при большой экспозиции исчезнет совсем. Такое наблюдение показывает способность пленки AgCl-Ag к фотоструктурным изменениям в соответствии с изменившимися условиями облучения. Однако, более быстрая регистрация нового азимута поляризации конечно же может быть осуществлена при облучении пленки на новом участке.

Поворачивая лазер и наблюдая картину МР можно установить требуемое в конкретном эксперименте направление поляризации пучка, например строго по вертикали. Так как облучаемое пятно на пленке мало по размеру (соответствует сечению пучка), то пленка даже небольших размеров (в данном эксперименте 15×30 мм) может быть многократно использована для измерений и демонстраций. Важно также, что чувствительность пленки AgCl-Ag и способность к записи ПС простираются на весь видимый диапазон спектра и поэтому с ее помощью можно исследовать и продемонстрировать направление линейной поляризации пучков от любых непрерывно излучающих лазеров этого диапазона, с мощностью излучения порядка единиц мВт.

Природа малоуглового рассеяния

Поясним теперь причину возникновения МР. Чтобы наблюдаемая картина МР лучше всего соответствовала теоретической, как раз необходима пленка с $h < h_0$. В пленке такой толщины волноводные моды не могут быть возбуждены. Однако, в непрерывном спектре излучательных мод всегда присутствует мода с постоянной распространения $\beta = k \cdot n^2$ [4]. Эта мода является предельной модой подложки, она имеет наименьшие потери в спектре излучательных мод т.к. ее поле сильнее всего локализовано на границе пленка-подложка. По этой причине в пленке с $h < h_0$ формируется ПС именно на этой моде. В этом случае β определяется постоянными величинами λ_0 и n_2 , разброс в β и, следовательно, в d ПС, практически отсутствует, поэтому сформированная на этой моде ПС дает наиболее узкие дифракционные рефлексy и картину МР с разрешением ее структуры (рис. 4,а). Для волноводных мод эффективный показатель преломления моды определяется показателем преломления пленки AgCl-Ag , который имеет разброс в пределах облучаемого пятна и меняется в процессе экспозиции [3]. По указанным причинам в эксперименте рекомендуется получить картину МР от пленки малой толщины (рис. 4,а). Развитие такой картины идет заметно медленнее, чем для волноводной ПС, яркость ее также меньше, но именно она хорошо соответствует приводимому ниже теоретическому описанию.

ПС является несовершенной дифракционной решеткой (ДР), состоящей из набора микрорешеток-доменов (рис. 10). Отдельные домены формируются и развиваются при рассеянии мод на малых Рэлеевских центрах. В пределах домена решетка имеет почти параллельные штрихи, но направление штрихов в разных доменах заметно отличается. Для характеристики ДР используем понятие вектора

решетки \mathbf{K} , который направлен \perp направлению штрихов и имеет величину $K = 2\pi d^{-1}$. Тогда указанное несовершенство ПС будет характеризоваться разбросом векторов решеток-доменов по направлениям. При формировании ПС ТЕ модами существует преимущественное направление \mathbf{K}_0 , задаваемое вектором \mathbf{E}_0 индуцирующего пучка.

рис. 10 (5)

Возникновение МР, также как дугообразное растягивание дифрагированного излучения при освещении ПС узким лазерным пучком (рис. 6), объясняется указанным несовершенством ПС. В результате разброса в направлениях векторов \mathbf{K} возникает явление переизлучения мод на соседних доменах. Волноводная мода, возбуждаемая на преимущественных ДР с вектором $\mathbf{K}_0 \perp \mathbf{E}_0$, при распространении по ПС попадает на ДР с векторами $\mathbf{K} \neq \mathbf{K}_0$. Взаимодействие моды с такими ДР приводит к появлению излучательных мод, направление которых отличается от направления волнового вектора \mathbf{k} падающего (и отраженного) лазерного пучка.

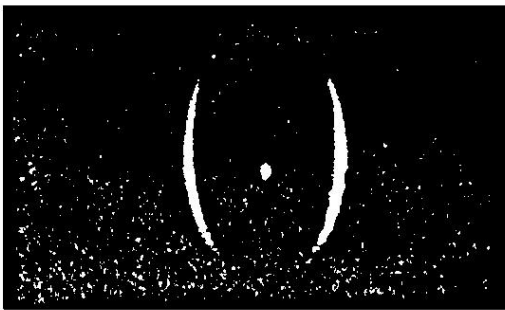


Рис. 6. Дугообразные световые пятна на экране от пучков дифракции на периодической структуре.

Для рассматриваемого здесь случая нормального падения на пленку индуцирующего ПС лазерного пучка простое описание картины МР можно сделать с помощью полярной диаграммы (рис. 4,г). Диаграмма описывает с помощью волновых векторов распространение мод и формирование ПС в плоскости пленки (XY). Примем, что направление поляризации облучающего пучка $\mathbf{E}_0 \parallel X$. Тогда наиболее вероятным будет направление волнового вектора возбуждаемых мод $\mathbf{E}_0 \perp X$. Вектор \mathbf{K} для наиболее вероятных ДР связан с β_0 условием синхронизма $\mathbf{K}_0 = \beta_0$. Другие возможные ДР задаются векторами \mathbf{K} , которые группируются вокруг \mathbf{K}_0 , их направление задается углом α , а величина и направление также удовлетворяет условию синхронизма $K = \beta$, где $|\beta| = |\beta_0|$. Из построения на диаграмме видно, что мода, возбужденная на ДР с вектором \mathbf{K}_0 , при взаимодействии с ДР, заданной вектором \mathbf{K} , возбудит излучательную моду с тангенциальной составляющей волнового вектора \mathbf{k}_t . Очевидно, что

$$k_t = \beta_0 - K$$

Изменяя угол α , нетрудно убедиться, что при отсчете вектора \mathbf{k}_t от центра диаграммы (точка O) его конец описывает дуги окружностей радиуса $\beta = \beta_0$ с

центрами в точках O_1 и O_2 . Эти дуги как раз и соответствуют картине МР, наблюдаемой на экране (рис. 4,а).

Чтобы получить картину МР непосредственно на экране введем систему координат ξ, η, ζ , связанную с экраном ($\xi \parallel X, \eta \parallel Y$, ось ζ направлена по лазерному пучку). Тогда картина на диаграмме, т.е. в плоскости пленки, переносится с угловым увеличением на экран, отстоящий от пленки на расстоянии r . При этом координаты точек пересечения рассеянных на ПС излучательных мод с экраном равны:

$$\xi = \frac{k_{tx}}{k} \cdot r; \quad \eta = \frac{k_{ty}}{k} \cdot r \quad (1)$$

где $k_{tx} = \beta \cdot \sin \alpha$ и $k_{ty} = \beta \cdot (1 - \cos \alpha)$. Для расчета картины, которая соответствует эксперименту (рис. 4,а), задают $\lambda_0 = 632,8$ нм, $n_2 = 1,515$ и $r = 10$ см. Находят $k = 2\pi \cdot \lambda_0^{-1}$ и $\beta = k n_2$ и для выбранного интервала углов $\alpha = 0-20^\circ$ вычисляют по (1) координаты ξ и η . Результат показан на рис. 4,д. Видно, что расчет хорошо соответствует экспериментальной картине МР (рис. 4,а).

Чтобы полнее отразить демонстрационные возможности МР. на рис. 4,в показана картина, которая получается при одновременном существовании в пленке ПС, развившихся как на TE_0 так и TM_0 модах. Малоугловое рассеяние от ПС на TM_0 моде создает горизонтальную полосу, направленную $\perp E_0$, и полная картина МР от TE_0 -и TM_0 -ПС имеет вид креста. При нормальном падении линейно поляризованного лазерного пучка на пленку амплитуда поля рассеянных TE мод всегда больше, чем у TM мод. Поэтому преимущество в развитии имеют TE -ПС. Однако, в некоторых специальных случаях, в частности при большом n диэлектрического волноводного слоя и при больших экспозициях создаются условия для формирования и TM -ПС.

Показанный на рис. 5,в пример картины МР от TE_0 - и TM_0 -ПС взят из работ [2,1]. Образец для получения такой картины готовили следующим образом. На стеклянную подложку нанесли нечувствительную к свету волноводную пленку ZnS толщины 100 нм. Пленка ZnS имеет существенно больший показатель преломления ($n = 2,35$) чем пленка $AgCl$ ($n = 2,06$). Затем сверху на ZnS напылили светочувствительный слой $AgCl$ (60 нм)– Ag (≈ 10 нм). Вместе эта структура ведет себя как двухслойный волновод, в котором возможно возбуждение TE_0 и TM_0 мод. Образец экспонировался под линейно поляризованным лазерным пучком с $\lambda_0 = 633$ нм. Вплоть до экспозиции $H = 60$ Дж·см $^{-2}$ наблюдали развитие вертикальной, т.е. $\parallel E_0$, полосы МР, связанной с TE -ПС. При большей экспозиции появилась медленно развивавшаяся поперечная полоса МР, связанная с TE_0 -ПС. Насыщение интенсивности этой полосы было достигнуто при $H \approx 500$ Дж·см $^{-2}$. Наблюдение такой ПС в электронном микроскопе показало, что она имеет вид прямоугольной сетки, образованной пересекающимися штрихами, направленными $\parallel E_0$ для TE_0 -ПС и $\perp E_0$ для TM_0 -ПС; периоды этих двух ПС соответственно равны 318 нм и 345 нм [53].

Заключение

Описанные здесь эксперименты показывают, что картина МР позволяет не только реализовать эффектную демонстрацию по визуальному наблюдению направления линейной поляризации в лазерном пучке без применения анализатора, но и выявить тип возбуждаемой в пленке волноводной моды. Демонстрация волноводных мод с помощью МР рассматривается в параграфе III.4.

Литература

1. Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. О конкуренции волноводных мод при формировании фотоиндуцированных периодических структур в пленках AgCl–Ag на диэлектриках // Опт. и спектр. – 1987. –62, вып.3. –С.681–685.
2. Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. Фотоиндуцированные периодические структуры в светочувствительных слоях // Квант. электрон. (Киев). –1990. –вып.38. –С.28–56.
3. Ageev L.A., Miloslavsky V.K. Photoinduced effects in light-sensltive films // Opt. Engineering. –1995. –34, 14. –Р.960—972.
4. Хансперджер Р. Интегральная оптика. Теория и технология. –М.: Мир, 1985. – С.29–30.
5. Поль Р.В. Оптика и атомная физика. –М.: Наука, 1966. –С.316–320.