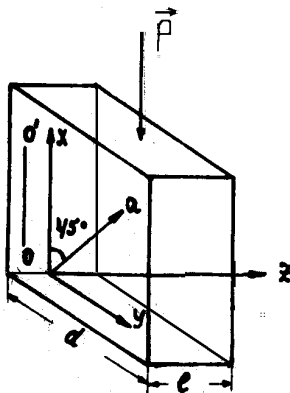


VIII. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА: ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОЭЛАСТИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА

Введение

Подавляющее большинство оптически изотропных тел состоит из анизотропных молекул. Их оптическая изотропия основана, по существу, на том хаосе, которым характеризуется взаимная ориентация частиц в аморфном теле.

Микроскопическая анизотропия молекул может проявиться макроскопически, если на них действует та или другая ориентирующая сила. Возникшая при этом ориентация молекул приводит к оптической анизотропии, ось которой совпадает с направлением ориентирующей силы. Известно, что такой ориентирующей силой может быть электрическое или магнитное поле. В твердых телах оптическая анизотропия может быть также вызвана механическим напряжением. Это явление впервые было замечено Брюстером и названо впоследствии фотоэластическим эффектом. Брюстером же была установлена первая закономерность в этой области. Оказалось, что если в качестве меры оптической анизотропии взято двупреломление, т.е. разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного луча ($N_e - N_0$), то величина двупреломления пропорциональна напряжению.



$$\Delta N = N_e - N_0 = C\sigma. \quad (52)$$

здесь ΔN – двупреломление, σ – механическое напряжение и C – фотоэластический коэффициент (ФЭК).

Впоследствии оказалось, что для ряда сред величина C не является постоянной. Она меняется с изменением напряжения, меняется с температурой, испытывает своеобразный гистерезис, имеет временную зависимость. Такие свойства ФЭК связаны с аналогичными свойствами анизотропных молекул. Изучение поведения ФЭК с изменением различных параметров позволяет сделать вывод о процессах молекулярного масштаба и поэтому является в настоящее время широко применяемой методикой молекулярной физики.

Фотоэластический эффект в настоящее время широко используется в технике для определения напряжения в тех деталях машин и сооружений, расчет которых затруднителен. Для этого обычно изготавливают из прозрачного вещества модель детали, подвергают ее нагрузке, подобной рабочей нагрузке, и измеряют возникшее в различных точках двупреломление. Если материал, из которого сделана модель, имеет постоянный ФЭК, то двупреломление ΔN отличается от напряжений только постоянным множителем. На двойном лучепреломлении основан контроль отжига оптического стекла, целью которого является ликвидация остаточных напряжений.

Из сказанного выше ясно, что изучение ФЭК, определение ФЭК и освоение методики измерения двупреломления является важной с физической и технической точек зрения задачей.

Явление двойного лучепреломления

Представим себе параллелепипед (Рис. VIII), сделанный из изотропного материала. Если в направлении оси Z через объект проходит линейно поляризованная волна, то в условиях отсутствия напряжений никаких при-

знаков двойного лучепреломления не будет. Если же образец А подвержен действию внешней силы Р, то в этом случае линейно поляризованная волна распадается на входе в объект на две волны, поляризованные в перпендикулярных направлениях и обладающие различными скоростями. Таким образом показатель преломления данного вещества для волн, поляризованных в перпендикулярных плоскостях различен. Когда сжимающая сила Р и, следовательно, ось возникающей анизотропии перпендикулярны направлению распространения волн, показателями преломления будут N_0 для обыкновенного, и N_e для необыкновенного лучей. На выходе из объекта эти волны будут иметь разность фаз.

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(N_e - N_0)l = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta N l \quad (53)$$

где $\Delta N \equiv N_e - N_0$ – величина дупреломление, а l – толщина объекта. Решая уравнение 53 относительно ΔN и пользуясь законом Брюстера, можно написать:

$$\Delta N = \frac{\lambda \delta}{2\pi l} = C \sigma \quad (54)$$

Так как

$$\sigma = \frac{P}{dl}, \quad \text{то } \Delta N = \frac{\lambda \delta}{2\pi l} = \frac{CP}{dl}.$$

Из последнего соотношения легко получить формулу, определяющую ФЭК:

$$C = \frac{\lambda d}{2\pi P} \delta.$$

Размерность фотоэластического коэффициента(ФЭК) в системе СГС такова:

$$[C] = \frac{\text{см}^2}{\text{дин}}.$$

Для определения единиц измерения ФЭК может быть использовано соотношение уравнение 54.

Действительно, за единицу измерения ФЭК в системе СГС следует принимать ФЭК такой среды, которая при напряжении 1(дин/см²) имеет показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, отличающиеся на единицу. Однако, таким ФЭК не обладает ни одна из известных сред. Поэтому на практике пользуются 10⁻¹³ СГС единицей, названной "Брюстером". Таким образом, 1 Брюстер = 10⁻¹³ СГС ед. = 10⁻¹³ см²/дин.

Наконец, соотношение 54 показывает, что для определения ФЭК необходимо измерить:

1. толщину объекта l ,
2. величину деформирующей силы,
3. знать, применительно к какому излучению определяется ФЭК,
4. определить разность фаз между лучами на выходе.

Описание методики работы

Для выяснения методики определения разности фаз, которую обыкновенный и необыкновенный лучи приобретают на выходе из объекта, следует рассмотреть состояние поляризации выходящей волны, и попытаться связать его со свойствами объекта.

Если на объект падает линейно поляризованная волна, направление колебаний которой составляет некоторый угол с осью оптической анизотропии, то как уже говорилось, возникают две волны. Применительно к данному случаю (45° диагональное положение) обе волны будут иметь одинаковые амплитуды. На входе при $Z=0$ их можно записать:

$$\begin{aligned} x &= A \sin \omega t \\ y &= A \sin \omega t \end{aligned} \quad z = 0$$

В условиях отсутствия дихроизма [2] равенство будет наблюдаться в любой точке объекта, чего, естественно, нельзя утверждать относительно фазы колебания. По мере углубления в объект разность фаз обыкновенного и необыкновенного лучей будут расти и достигнет на выходе из объекта максимального значения:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta N l$$

Так что на выходе колебания удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} x &= A \sin(\omega t - \delta) \\ y &= A \sin \omega t \end{aligned} \quad z = l \quad (55)$$

Совокупность таких колебаний есть эллиптическое колебание. Уравнение эллипса можно получить исключением параметра t из системы уравнений 55.

Подобное исключение дает:

$$\frac{x^2}{A^2 \sin^2 \delta} + \frac{y^2}{A^2 \sin^2 \delta} - \frac{2xy \cos \delta}{A^2 \sin^2 \delta} = 1 \quad (56)$$

что, как известно, является уравнением эллипса в повернутых относительно полуосей координат. Для вычисления эллиптичности перейдем к системе координат $x'o'y'$, оси которой параллельны полуосям эллипса (см. Рис. 37). Из симметрии уравнения 56 относительно переменных уравнения x и y следует, что полуоси эллипса составляют с осями Ox и Oy углы в 45° . Поэтому новая система должна быть повернута относительно старой на угол в 45° .

Старые координаты выразятся через новые, в этом случае следующим образом:

$$x = \frac{1}{\sqrt{2}}(x' - y') \quad y = \frac{1}{\sqrt{2}}(x' + y') \quad (57)$$

Подставляя выражение 57 в уравнение 56, получим:

$$\frac{x'^2}{a^2} + \frac{y'^2}{b^2} = 1$$

Здесь величины a и b равны соответственно:

$$a = \sqrt{\frac{A^2 \sin^2 \delta}{1 - \cos \delta}}, \quad b = \sqrt{\frac{A^2 \sin^2 \delta}{1 + \cos \delta}}.$$

Эллиптичность суммарного колебания, выражаемая отношением полуосей, будет

$$\frac{b}{a} = \sqrt{\frac{1 - \cos \delta}{1 + \cos \delta}} = \operatorname{tg}\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (58)$$

Из приведенного анализа следует, что двупреломление образца оказалось причиной превращения линейно поляризованной волны (падающая волна) в эллиптически поляризованную волну (прошедшая волна) и что эллиптичность полученного колебания количественно определяется интересующей нас разностью фаз, и может быть, по видимому, использована для определения величины δ . Существенно отметить, что анализ проведен в предположении диагонального положения (поляризация света составляет 45° с осью оптической анизотропии) так что одна из полуосей эллипса оказалась параллельной направлению колебаний в падающей волне.

Определение эллиптичности может быть осуществлено с помощью пластинки в $\frac{1}{4}\lambda$ волны. Идея этого определения сводится к следующему. Всякое эллиптическое колебание можно представить как два колебания, происходящие по направлению полуосей с амплитудами a и b соответственно и сдвинутых по фазе на угол $\frac{\pi}{2}$. Если бы удалось ликвидировать эту разность фаз и сделать осевые колебания синфазными, то их совокупность определила бы вновь линейное колебание. Это линейное колебание оказалось бы повернутым относительно полуосей эллипса и, следовательно, относительно направления колебаний в падающей волне на угол φ , определяемый эллиптичностью (см. Рис. 37). Для ликвидации разности фаз осевых колебаний служит пластинка в $\frac{1}{4}\lambda$. Ее толщина подобрана так, что возникающие в ней колебания набирают в ней разность фаз в $\frac{\pi}{2}$.

Если такую пластинку поставить на пути эллиптически поляризованной волны и ориентировать так, чтобы направления возникших в ней колебаний совпадали с полуосями эллипса, то задача сведения колебаний к одной фазе будет решена.

Действительно, эллиптическое колебание при входе в пластинку распадается на 2 колебания, ориентированных вдоль возможных колебаний в пластинке, с разностью фаз в $\frac{\pi}{2}$.

Если опережающее колебание создает медленную волну в пластинке, то разность фаз на выходе из пластинки будет сведена к нулю. Если же опережающее колебание создает быструю волну, то на выходе из пластинки разность фаз увеличится до π . Последнее, в смысле приведения эллиптического колебания к линейному, совершенно эквивалентно приведению разности к нулю, это не требует доказательств.

Задача определения эллиптичности сводится, таким образом, к измерению угла φ , на который повернуто вновь образованное линейное колебание относительно линейно-поперечного колебания падающей на объект волны.

Переход к интересующей нас разности фаз следует из определения эллиптичности.

$$\frac{b}{a} = \operatorname{tg}(\varphi) = \operatorname{tg}\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (59)$$

откуда

$$\delta = 2\varphi$$

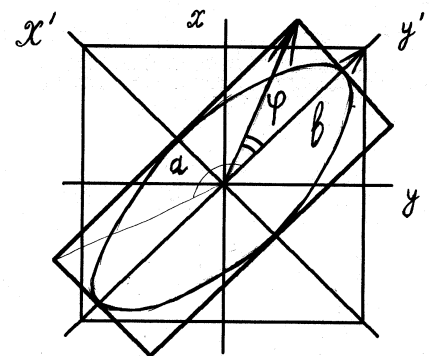


Рис. 37. b – направление колебаний в падающей линейно поляризованной волне, a – направление колебаний во вновь образованной линейно поляризованной волне.

Описание экспериментальной установки

Для экспериментального определения угла φ следует собрать простейший поляриметр, схема которого изображена на Рис. 38.

Спираль лампы накаливания S проектируется при помощи линзы L на изучаемый объект. Так как при этом получается увеличенное изображение нити, превосходящее по размерам объект, то часть его экранируется диафрагмой D .

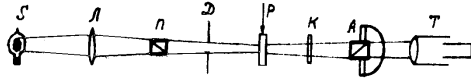


Рис. 38.

На пути к объекту свет проходит поляризатор P , возможные колебания в котором составляют с горизонтом угол 45° . Зрительная труба T фокусируется на объект, где локализовано даваемое линзой изображение нити. Если компенсатор K отсутствует и объект не напряжен, то поворотом анализатора A можно добиться исчезновения изображения нити, т. е. полного затемнения поля зрения трубы. Последнее будет иметь место при скрещенных николях.

Если теперь ввести компенсатор т.е. пластинку в $\frac{1}{4}\lambda$, то вообще говоря, поле просветлится, и нить будет видна до-

статочно ярко. Вращением компенсатора ставят его в положение, при котором направления возможных колебаний параллельны направлениям поляризатора и анализатора. Это частное положение не будет просветлять поле, и этим фактом пользуются для его отыскания. Если теперь нагрузить образец, то поле вновь просветлится. Вертикально действующая нагрузка создает анизотропию с вертикальной оптической осью. Поэтому ориентация поляризатора под 45° к горизонту обеспечит, так называемое, диагональное положение, о котором говорилось в §3. С другой стороны, в силу замечаний в конце §3 и специальной ориентации компенсатора, последний окажется в нужном для компенсации положении. Из сказанного следует, что из компенсатора будет выходить линейно поляризованная волна, для гашения которой достаточно анализатор повернуть на угол φ . Так как анализатор укрепляется с лимбом, то измерение угла φ производится по этому лимбе.

Существенно отметить, что компенсатор в $\frac{1}{4}\lambda$ является таковым только для вполне определенного излучения. Наш компенсатор рассчитан на зеленую линию ртути (для $\lambda = 546,1 \text{ нм}$). Поэтому при применении белого света полного затемнения ожидать не приходится. Однако, когда зеленая, субъективно наиболее яркая часть спектра будет погашена, оставшиеся части спектра образуют, так называемую, чувствительную окраску. Это положение анализатора характерно тем, что малейший его поворот вызывает резкую смену окраски от красноватых тонов к сине-фиолетовым. Именно до появления этой окраски следует поворачивать анализатор (в настоящей установке работа ведется в монохроматическом свете).

Существенно заметить, что установка предполагает не параллельные, а сходящиеся пучки света. Преимущества сходящихся пучков таковы:

1. Получая на объекте изображение нити, мы подвергаем изучению сравнительно малую область объекта, которую можно выбрать свободной от неоднородностей и напряжений, не связанных с внешней силой.

2. Наблюдая в трубу изображение нити, мы, благодаря большей ее яркости, можем повысить чувствительность наводки.

Программа измерений

В настоящей работе предлагается измерить ФЭК. Для этого необходимо произвести линейные измерения объекта, и собрав поляриметр, измерить δ для различных грузов. При сборке следует помнить, что поляриметр должен быть повернут своим главным сечением на 45° относительно горизонта. Эта установка выполнена, поэтому поляриметр трогать не следует.

Измерив угол δ для различных грузов, определяют для каждого измерения и берут среднее.

Соотношение рычага указано в описании установки (выдается в лаборатории). Нагружать объект следует предварительно арретировав рычаг, начиная с наименьшей нагрузки.

Кроме описанного выше поляриметра, где ФЭК определяется для одной длины волны, в нашей лаборатории имеются две других установки для определения ФЭК: поляриметр КСП-7, где можно намерять ФЭК для разных длин волн, пользуясь светофильтрами и поляриметр ППУ-5 с монохроматором. Эти установки дают возможность измерить дисперсию ФЭК, т.е. получить зависимость $C = f(\lambda)$.

В обеих установках наблюдение ведется в параллельных лучах. Недостатком этих установок является то, что в каждой из них стоит только одна пластинка $\lambda/4$, т. е. в полное затемнение при компенсации можно наблюдать только для одной длины волны, поэтому затемнение получается в виде [4] полос. Подробное описание установок и методов [4] работы с ними выдается в лаборатории.

Задание

1. Отъюстировать поляриметр и привести его в рабочее положение (т.е. установить нулевое положение анализатора и компенсатора).

2. Определить разность фаз обыкновенного и необыкновенного лучей, подвергая образец действию различных грузов, начиная с наименьшего (на установках №1 и №2 измерения производятся для различных длин волн с каждым грузом).
3. Измерить ширину образца.
4. Для каждой нагрузки вычислить ФЭК
5. Построить зависимость $\delta = f(P)$, $C = f(\lambda)$.

Отчет должен содержать:

1. Оптическую схему поляриметра.
2. Формулы, необходимые для вычисления ФЭК.
3. Таблицу определения нулевого положения анализатора, его среднее значение и среднюю квадратичную погрешность.
4. Таблицу отсчетов положений анализатора при каждой взятой нагрузке, средние значения этих положений и средние квадратичные погрешности.
5. Привести пример подстановки данных эксперимента в формулу для вычисления ФЭК и дать вычисленный результат для всех нагрузок.
6. Подсчитать ошибку результатов измерений для всех нагрузок. Проверить независимость значений величины C от взятой нагрузки.
7. Привести окончательное значение ФЭК, учтя опыты со всеми нагрузкам, как среднее взвешенное всех результатов и его среднее-квадратичную погрешность. Указать длины волн, для которых получен результат.
8. Построить зависимость $C = f(\lambda)$ (для установок №2 и №3).