

писываемого теорией, основанной на представлении об однородности слоя и неизменности констант.

Обращает внимание не только возрастание расхождений по мере уменьшения толщины слоя (при толщинах  $\gtrsim 400$  Å они отсутствуют), но и взаимно обратный характер предсказанного и наблюдаемого при этом изменения сдвига фазы. При некоторой малой толщине слоя (около 60 Å для серебра и 25 Å для золота) сдвиг фазы меняет знак, а при дальнейшем уменьшении толщины слоя изменение величины фазового сдвига происходит исключительно быстро. Напомним, что по данным Ишигуро<sup>1</sup> при толщине серебряной плёнки 30 Å происходит также изменение знака разности фаз между лучом, проходящим через слой и минуящим его. При некоторых толщинах слоя для некоторых плёнок (золото, состарившееся серебро) интенсивность отражённого света обращается в нуль.

Для сравнения авторы приводят аналогичный график, рассчитанный для гипотетической среды, у которой показатель преломления равен  $3 + 2,5i$ . Этот график в некоторой степени (при малых толщинах) имитирует ход кривой, полученной авторами для золота, однако, совпадение кривых далеко не достаточное, чтобы золотому слою можно было приписать такое значение эффективного показателя преломления.

Резюмируя, можно сказать, что измерения авторов реферируемой работы показали, что фазовые соотношения при отражении света от тонких плёнок претерпевают весьма существенные изменения по мере изменения толщины плёнки, причём эти изменения различны для различных веществ. Этого обстоятельства нельзя не учитывать при использовании тонких плёнок в интерференционных светофильтрах и для целей многолучевой интерферометрии.

Кроме того, авторы показали, что при толщине плёнки порядка 400 Å (для серебра и золота), т. е. для практически непрозрачных плёнок, отступлений от предсказаний теории, основанной на представлении об однородном слое, не наблюдается. Но именно при толщинах такого порядка перестаёт наблюдаться гранулированная или пористая структура плёнок. Таким образом, измерения авторов являются убедительным доводом в пользу отсутствия реальных изменений оптических констант вещества при образовании им тонких плёнок.

*В. Юрвев*

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Kôzô Ishiguro, J. Opt. Soc. Am. **40**, 789 (1950).
2. M. Perrot, Rev. d'Optique **28**, 564 (1949); P. Rouard, там же, стр. 569.
3. См., например, G. Hass and N. Scott, J. Opt. Soc. Am. **39**, 179 (1949).
4. См., например, H. Levinstein, J. Appl. Phys. **20**, 306 (1949); G. W. Johnson, J. Appl. Phys. **21**, 449 (1950).
5. F. T. S. Applegard, Proc. Phys. Soc. **49**, 118 (1937).
6. L. G. Schulz and F. J. Scheilner, J. Opt. Soc. Am. **40**, 761 (1950).

### АНИЗОТРОПИЯ ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО ГЛАЗА И ЕГО РЕЦЕПТОРОВ

Как известно, глаз многих (далеко не всех) людей способен отличать линейно поляризованный свет от неполяризованного.

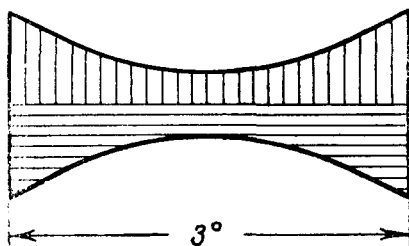
Если наблюдать белую протяжённую поверхность, излучающую линейно поляризованный свет, то глаз, чувствительный к поляризации света, различает в середине равномерного светового поля слабую лимонно-

жёлтую полосу, напоминающую по своей форме слегка разворошённый и изогнутый сноп колосьев или цифру 8. Эта фигура, носящая название фигуры Гайдингера (1844 г.), располагается в плоскости поляризации, т. е. перпендикулярно к плоскости, содержащей электрический вектор световой волны. Иногда, возможно в силу контраста, можно заметить также ещё более слабую аналогичную фигуру синеватого цвета, ориентированную перпендикулярно к плоскости поляризации света.

Хотя это явление хорошо известно (оно, например, описано Л. Н. Толстым в его романе «Юность», 1855 г., разумеется, с чисто художественной стороны), однако его природа оставалась не вполне ясной. Единственным и довольно тривиальным результатом немногочисленных исследований, носивших сугубо качественный характер, является заключение, что способность человеческого глаза отличать линейно поляризованный свет и определять положение плоскости его поляризации обусловлена анизотропией самого глаза и его воспринимающего аппарата (Жамен, Гельмгольц — 1896 г.). Тем больший интерес представляет реферируемая работа \*), в которой авторам удалось выяснить природу этой анизотропии и впервые пред-

принять попытку (правда, грубую) её количественного исследования.

Для изучения поляризационных свойств глаза авторы использовали спектрофотометр, поля сравнения которого имели форму, показанную на рисунке. Поля освещались светом, поляризованным во взаимно перпендикулярных направлениях, указанных на рисунке штриховкой. После визуального уравнивания яркости полей, направления поляризации поворачивались на  $90^\circ$  (это осу-



ществлялось поворотом пластинки  $1/2$  длины волн). Такое изменение направлений поляризации без изменения интенсивности света вело к нарушению видимого равенства яркостей полей. Для восстановления равенства яркостей полей оказывалось необходимым увеличить яркость нижнего поля (см. рисунок) в некоторое число  $f$  раз. Фактор  $f$  зависел от длины волны света и был разным для различных наблюдателей. Наибольшее значение он имел для  $\lambda = 460$  мк, причём колебался (для десяти наблюдателей) от 1,05 до 1,30.

Специальные измерения показали, что спектральная зависимость  $f$  в пределах ошибки совпадает со спектральной кривой поглощения жёлтого пигмента. Это свидетельствует о том, что способность глаза различать поляризованный свет обусловлена дихроизмом жёлтого пигмента, чему и соответствует жёлтый цвет фигуры Гайдингера. Далее, фактор  $f$  оказался не зависящим от ориентации полей относительно глаза. Если учесть, что глаз всегда более чувствителен к свету, поляризованному вдоль полей фотометра, то это позволяет считать, что элементы жёлтого пигмента рассеяны по главному дну не хаотически, а в их распределении имеется некоторая радиальная упорядоченность, степень которой различна у различных наблюдателей. При этом радиальная компонента электрического вектора световой волны поглощается слабее, чем его тангенциальная компонента. Такое заключение подтверждается и тем фактом, что если начальная и конечная ориентации плоскостей поляризации составляла угол  $45^\circ$  с границей раздела полей, то нарушение равенства яркостей не наблюдалось.

\*) Hl. de Vries, R. Jielof, A. Spoor, Nature 166, 958 (1950).

Аналогичное явление авторы наблюдали при освещении полей фотометра циркулярно поляризованным светом, со встречным направлением поляризации. Если у обоих полей направление циркулярной поляризации заменить на обратное (поворотом пластинки  $1/4$  длины волны), то равенство яркости полей нарушается. Однако в этом случае  $f$  существенно зависит от ориентации фотометрических полей относительно глаза. Авторы полагают, что такой результат может быть объяснён анизотропией преломляющих сред глаза, открытой в 1940 г. Бэмом.

Суть объяснения сводится к тому, что преломляющие среды глаза преобразуют циркулярно поляризованный свет в поляризованный эллиптически, а дихроичный элемент реагирует на эллиптически поляризованный свет по-разному — в зависимости от его ориентации.

Разумеется, реферируемая работа может рассматриваться только как весьма предварительная. Однако она открывает новые интересные возможности изучения свойств человеческого глаза. Помимо этого, она имеет несомненное практическое значение. Как известно, действие большинства субъективных спектрофотометров основано на уравнивании яркостей двух полей, освещаемых светом, линейно поляризованным во взаимно перпендикулярных направлениях. Исследования авторов показывают, что неучёт поляризационных особенностей человеческого глаза может здесь служить источником серьёзных ошибок. Не исключено, в частности, что это обстоятельство является одной из причин часто наблюдаемых значительных нарушений равенства фотометрических полей вдоль границы их раздела.

Таким образом, с точки зрения техники визуального спектрофотометрирования дальнейшее изучение способности человеческого глаза воспринимать поляризованный свет является совершенно необходимым.

*В. Юрвев*

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ В АМПЛИТУДНУЮ С ПОМОЩЬЮ ВОЛНОВОДА \*)

Автором реферируемой работы указан новый метод преобразования частотной модуляции в амплитудную — с помощью волновода. Метод основан на зависимости фазовой скорости электромагнитной волны в волноводе от её частоты. Эта зависимость для волновода без неоднородностей выражается, как известно, следующим соотношением:

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}. \quad (1)$$

Здесь  $v$  — фазовая скорость волны,  $f$  — её частота,  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве,  $\lambda_{кр}$  и  $f_{кр}$  — постоянные, зависящие от геометрических размеров сечения волновода. Распространение электромагнитных волн с длиной волны, большей чем  $\lambda_{кр}$  (т. е. частотой меньшей  $f_{кр}$ ), в волноводе данного сечения невозможно. Поэтому постоянная  $f_{кр}$  носит название «критической частоты», а  $\lambda_{кр}$  «критической длины волны».

На рисунке (см. стр. 290) слева изображена векторная диаграмма амплитудно-модулированного сигнала:

$$\begin{aligned} a &= A(t) \sin \omega_0 t = A_0 (1 + M \cos \Omega t) \sin \omega_0 t = \\ &= A_0 \sin \omega_0 t + \frac{MA_0}{2} \sin (\omega_0 + \Omega)t + \frac{MA_0}{2} \sin (\omega_0 - \Omega)t. \end{aligned} \quad (2)$$

Справа показана векторная диаграмма при узкополосной частотной модуляции. В этом случае

$$\begin{aligned} a &= A_0 \sin \omega_0 t = A_0 \sin [\omega_0 t + m \sin \Omega t] = \\ &= A_0 \{ \cos (m \sin \Omega t) \sin \omega_0 t + \sin (m \sin \Omega t) \cos \omega_0 t \}, \end{aligned} \quad (3)$$

\*) P. S. Rogell, J. Appl. Phys. 21, 629 (1950).