когда-то в океане было равное количество примитивных организмов, состоящих из левых и правых ДНК, а затем по каким-то причинам «левые» организмы исчезли? На эти вопросы еще нет ответа *).

Отражение от металла. Мы знаем, что свет, отраженный от диэлектрика (стекла, воды), может быть сильно поляризован (для угла Брюстера поляризация достигает 100%). Кажется удивительным, что свет, отраженный от блестящих металлических поверхностей, практически не поляризован. Причина в том, что зеркальная металлическая поверхность почти полностью отражает обе компоненты. Именно поэтому поверхность кажется такой яркой. Она казалась бы темнее, если бы одна компонента поляризации отражалась в меньшей степени, чем другая. (Чтобы убедиться в этом, поместите посеребренное зеркало рядом с куском стекла и смотрите на обе поверхности под углом Брюстера для стекла. Стекло расположите на черном фоне.)

Итак, блестящая поверхность металла не создает поляризованного света из падающего на нее неполяризованного света. Было бы неверно делать из этого факта поспешный вывод, что поверхность металла не оказывает влияния и на поляризованный свет. Кусок целлофана не образует поляризованного света из падающего неполяризованного света, однако он может изменять поляризационное состояние падающего поляризованного света. Таким же свойством обладает блестящая поверхность металла. Вы можете убедиться в этом, проделав несложный опыт, в котором линейно-поляризованный свет превращается после отражения от металла в свет, поляризованный по кругу. (См. домашний опыт 8.28.)

8.5. Ширина полосы, время когерентности и поляризация

Здесь будет рассмотрен вопрос о поляризации света, испускаемого атомами. Мы воспользуемся классической моделью электрона, связанного с тяжелым ядром. Электрон колеблется и испускает классические электромагнитные волны; такой атом можно сравнить с небольшой радиоантенной. В классической картине мы пренебрегаем тем, что свет испускается и поглощается порциями (фотонами). Несмотря на пренебрежение «зернистой» структурой света, большинство результатов классической теории находит подтверждение в более сложной квантовой теории. Основное различие между обеими теориями в том, что в классической теории поток энергии в электромагнитной волне считается непрерывным, а в квантовой теории он состоит из отдельных порций — фотонов. Однако уравнения Максвелла (уравнения классической электромагнитной теории) дают правильное описание среднего потока энергии. В классической теории электрическое и магнитное поля электромагнитного

---

*) Прекрасный обзор значения спиральности для живых организмов и для слабого взаимодействия, приводящего к распаду элементарных частиц дан в книге: M. Gardner, The Ambidextrous Universe, New York, 1964.

излучения являются некоей реальностью, причем квадраты величины поля определяют плотность энергии в волне.

В квантовой теории классическая плотность энергии имеет смысл произведения среднего числа фотонов в единице объема на энергию одного фотона. (Если среднее число фотонов в данном объеме меньше единицы, нужно ввести в рассмотрение вероятность нахождения фотона в данном объеме.) Квантовую теорию вы будете изучать в томе IV. Эти вводные замечания имеют целью напомнить, что результаты классической теории останутся справедливыми и в квантовой теории, если в последней классический поток энергии заменить произведением потока вероятности на энергию фотона.

Классический атом, испускающий электромагнитное излучение. Рассмотрим классический атом. Пусть он расположен в начале координат ($x=y=z=0$). Движение электрона в общем случае может быть суперпозицией колебаний вдоль направлений $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ и $\hat{\mathbf{z}}$. Наблюдатель находится на оси z, на большом расстоянии от начала координат.

В этих условиях вклад в наблюдаемое электромагнитное излучение дает лишь движение электрона вдоль осей x и y. Пусть в момент $t=0$ возбуждается колебание электрона. Это возбуждение может произойти, например, в результате столкновения с другим атомом. Электрон колеблется с собственной частотой ω_0, а поляризация испускаемого электроном излучения зависит от отношения амплитуд колебаний по осям x и y и от разности фаз этих колебаний.

Электрон не может колебаться вечно: излучая, он теряет энергию. Обозначим *среднее время жизни* возбужденного атома через τ (это время, в течение которого излучаемая мощность уменьшится в e раз *)). После того, как пройдет несколько средних времен жизни, электрон потеряет бóльшую часть своей энергии, и его последующее излучение будет пренебрежимо мало. В течение всего времени, что электрон излучает (оно порядка τ), относительная фаза колебаний по осям x и y остается постоянной. (Мы предполагаем, что колебания по осям x и y происходят с одинаковой частотой ω_0 и что в течение времени высвечивания атом повторно не возбуждается.) Поэтому в течение этого интервала времени поляризация испускаемого излучения остается постоянной.

Через некоторое время атом испытает второе столкновение, при этом опять будут возбуждены колебания электрона, которые представляют собой суперпозицию колебаний вдоль осей $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ и $\hat{\mathbf{z}}$, происходящих с одинаковой собственной частотой ω_0 и с амплитудами и фазовыми постоянными, зависящими от начальных условий. Если наш атом находится в газе, где отсутствует какое бы то ни было выделенное направление, то мы можем считать, что практически нет никакой корреляции между амплитудами и фазами x- и y-компонент излучения в двух последовательных возбуждениях.

*) Для краткости мы будем называть его также временем высвечивания.

Поэтому поляризации излучения после первого и второго возбуждения никак между собой не связаны.

Продолжительность состояния поляризации. Предположим, что одновременно возбуждается много атомов. Пусть все они сосредоточены в небольшой области у начала координат $x=y=z=0$ и наблюдатель, смотрящий на источник по оси z, регистрирует электромагнитные волны, которые являются суперпозицией волн, испущенных отдельными атомами. Будем называть «мгновением» интервал времени, который мал по сравнению со средним временем высвечивания τ, но содержит много периодов колебаний $T=2\pi/\omega_0$. Далее, пусть наблюдатель описывает излучение, используя понятия амплитуд E_x и E_y и разности фаз между колебаниями по осям x и y. В любой момент поле E_x представляет собой суперпозицию полей от колебаний всех атомов, излучающих в соответствующие моменты. То же справедливо и для E_y. Все атомы колеблются с одинаковой частотой ω_0, но с различными амплитудами и фазовыми константами. Поэтому результирующее излучение занимает определенный частотный интервал. Несмотря на это, мы можем говорить о доминирующей частоте ω_0 и об амплитуде и фазовой постоянной, которые зависят от амплитуд и фаз всех вкладов. (То же справедливо и для E_y.) В течение любого временного интервала, малого по сравнению с τ, все колеблющиеся атомы теряют лишь небольшую часть своей энергии и фазовые постоянные остаются неизменными. Поэтому амплитуда и фазовая постоянная суперпозиции, определяющей E_x (или E_y), не изменяются значительно в течение интервала времени, много меньшего τ. *Поляризация электромагнитного излучения в течение такого интервала времени остается постоянной.* В частности, не меняется и разность фаз между E_x и E_y. Теперь предположим, что через относительно большой интервал времени, равный многим τ, мы проверяем поляризацию результирующей волны. Атомы, которые излучали (в начале интервала), теперь перестанут излучать, и их излучение будет заменено излучением новых атомов. (Не имеет значения, возбуждены ли новые атомы или снова возбуждены старые.) Движение электронов во вновь возбуждаемых атомах не связано с движением электронов в старых атомах (за исключением того, что для простоты можно считать среднюю энергию возбуждения новых и старых атомов одинаковой). Сложив x-компоненты излучения всех атомов, получим x-компоненту E_x общей волны. Она должна иметь примерно такую же амплитуду, что и компонента E_x, полученная из старого набора возбужденных атомов. Однако фазовая постоянная нового поля E_x никак не связана с фазовой постоянной старого поля E_x. То же справедливо и для составляющей поля по оси y. Далее, поскольку разность фаз движений по осям x и y нового набора атомов никак не коррелирована с разностью фаз движений по x и y для старого набора, то *«поведение» разности фаз E_x и E_y полностью непредсказуемо и носит характер случайного события, если наш временной интервал $\gg \tau$.*

Мы предполагали, что электрон в атоме свободно колеблется в течение времени высвечивания τ и что атом неподвижен. В этом случае частотный спектр излучения отдельного атома имеет ширину $\Delta\omega$ порядка τ^{-1}. (Типичное среднее время высвечивания атома, испускающего видимый свет, имеет порядок 10^{-8} *сек*. Это соответствует полосе $\Delta\omega$ порядка 10^8 *рад/сек*.) Атомы в газоразрядной трубке не находятся в покое, а движутся со скоростями порядка 10^5 *см/сек*. Из-за эффекта Доплера это движение вызывает смещение частоты, знак которого зависит от направления движения атома относительно наблюдателя. Доплеровское смещение создает полосу частот примерно в 100 раз большую, чем естественная ширина, которая имеет порядок τ^{-1}. Следует отметить, что вследствие столкновений между атомами уменьшается длительность каждого возбужденного состояния и это приводит к дополнительному расширению полосы частот.

Время когерентности. Учтя все факторы, увеличивающие частотный диапазон монохроматического излучения (естественная ширина линии, доплеровское расширение полосы частот и расширение из-за столкновений), мы в конце концов получим некоторую полосу $\Delta\omega$, которая будет значительно больше, чем $\Delta\omega \approx \tau^{-1}$. Таким образом, интервал времени τ', в течение которого поляризационное состояние можно считать постоянным, не равен среднему времени высвечивания τ, а значительно меньше его. Назовем этот интервал *временем когерентности* $t_{\text{ког}}$:

$$\boxed{t_{\text{ког}} \approx \frac{1}{\Delta\nu}.} \tag{60}$$

Уравнение (60) можно понимать следующим образом. Состояние поляризации остается практически неизменным, пока изменение разности фаз E_x и E_y мало по сравнению с 2π. Поэтому время когерентности имеет порядок времени, необходимого для образования разности фаз в 2π между краями частотного диапазона:

$$\Delta\omega\, t_{\text{ког}} \approx 2\pi. \tag{61}$$

Это выражение совпадает с выражением (60).

Существование конечной полосы частот $\Delta\omega$ не означает, что поляризация всегда будет изменяться после истечения временного интервала порядка $(\Delta\nu)^{-1}$. Действительно, между излучающими атомами и наблюдателем можно установить поляроид. В этом случае x- и y-компоненты излучения, регистрируемые наблюдателем, сохраняют постоянную разность фаз, хотя полоса осталась равной $\Delta\nu$. Это происходит потому, что при наличии поляроида x- и y-компоненты поля не независимы. Можно сказать, что поляроид «исследует» x- и y-копоненты падающего излучения и в любой момент «отбирает, чтобы пропустить», только те части этих компонент, которые будут возбуждать электроны в поляроиде вдоль оси пропускания, перпендикулярной «проводам». Та часть излучения, которая обладает такой разностью фаз колебаний по x и y, что заставляет электроны в поляроиде колебаться вдоль «проводов», будет поглощена.

Приведем другой пример. Предположим, что мы имеем два идентичных газоразрядных источника, дающих свет с одинаковыми доминирующей частотой ω_0, шириной полосы $\Delta\omega$ и средней интенсивностью. С помощью соответствующей стеклянной пластинки или зеркала мы можем добиться того, что оба источника будут казаться наблюдателю наложенными один на другой (т. е. их изображения наложатся). Свет от каждого источника распространяется в направлении $+z$ к наблюдателю. Теперь расположим перед каждым источником поляроид так, чтобы один источник давал излучение, линейно-поляризованное по $\hat{\mathbf{x}}$, и другой — излучение, линейно-поляризованное по $\hat{\mathbf{y}}$. Если наблюдатель будет измерять поляризацию в течение временного интервала меньшего, чем время когерентности $(\Delta\nu)^{-1}$, то он обнаружит определенное состояние поляризации. Если он выполнит новое определение поляризации через время большее, чем $(\Delta\nu)^{-1}$, то он обнаружит, что эти два поляризационных состояния никак друг с другом не связаны. В частности, наблюдатель найдет, что невозможно отличить это излучение от излучения, которое существовало бы с одним источником без поляроида.

Определение понятия «неполяризованное излучение». Теперь мы подготовлены к тому, чтобы понять смысл утверждения, что свет не поляризован. Неполяризованный свет — это свет, две компоненты которого (например, x- и y-компоненты или компоненты с правой и левой круговой поляризацией) излучаются независимо (их фазы не связаны, например, поляроидом), а амплитуды и разность фаз обеих компонент поляризации измеряются приборами, усредняющими по временному интервалу, который велик по сравнению с временем когерентности $(\Delta\nu)^{-1}$. Не существует света, для которого «неполяризованность» была бы его «внутренним» свойством. Неполяризованный свет можно превратить в полностью поляризованный, если изобрести аппаратуру, которая позволила бы производить измерения за столь короткие интервалы времени, в течение которых разности фаз не меняются.

Измерение поляризации. Количественное описание «величины поляризации», под которой подразумевается величина корреляции между фазами и амплитудами, существующая в течение интервала измерения, может быть выполнено следующим образом. Предположим, что мгновенное состояние поляризации определяется параметрами E_1, E_2 и φ_1, φ_2, которые описывают, соответственно, амплитуды и фазы составляющих поля $\mathbf{E}$ по осям x и y:

$$\mathbf{E}_c = e^{i(\omega_0 t - k_0 z)}(\hat{\mathbf{x}}E_1 e^{i\varphi_1} + \hat{\mathbf{y}}E_2 e^{i\varphi_2}). \tag{62}$$

Само поле $\mathbf{E}$ является вещественной частью этого выражения. Мы можем, воспользовавшись интегралом Фурье, представить это выражение как суперпозицию строго гармонических волн, занимающих небольшой частотный диапазон. С таким же успехом выражение (62) можно рассматривать как почти гармоническую волну с доминирующей частотой ω_0 и с амплитудами и фазами E_1, E_2, φ_1 и φ_2, которые не постоянны, а медленно изменяются со временем (непредсказуемым образом).

Теперь посмотрим, как получить величины E_1, E_2, φ_1 и φ_2, измеряя только интенсивность. (Слово *интенсивность* мы употребляем как синоним выражения «поток энергии».) Эта величина имеет перед многими другими то преимущество, что ее легче всего измерить. Допустим, что у нас есть поляроиды, пластинки в $^1/_4\,\lambda$ и фотоумножитель для измерения потока фотонов (число фотонов, падающих на единицу площади в одну секунду). Средний поток фотонов пропорционален среднему значению классического потока энергии, который в свою очередь пропорционален среднему за период значению квадрата электрического поля. Предположим, что известна площадь фотокатода и эффективность регистрации фотоумножителя. При этих условиях мы можем определить среднее квадратичное значение электрического поля в пучке света, падающего на фотокатод.

Время измерения. Назовем *временем измерения* T интервал времени, в течение которого происходит измерение всех интересующих нас констант E_1, E_2, φ_1 и φ_2. Если мы хотим выполнить измерения прежде, чем состояние поляризации заметно изменится, то время T должно быть мало по сравнению с временем когерентности $(\Delta\nu)^{-1}$. Мы должны действовать так, чтобы иметь возможность измерять все параметры одновременно. В этом случае время измерения T будет ограничено главным образом временем разрешения нашего прибора.

Время разрешения обыкновенного фотоумножителя близко к 10^{-9} *сек*. С его помощью мы можем определить «мгновенную» поляризацию излучения, если время когерентности больше 10^{-9} *сек*, т. е. равно, например, 10^{-8} *сек*.

Измерение четырех констант. Мы не будем входить в детали нашего воображаемого опыта и объяснять, с помощью каких именно ухищрений его можно выполнить за время T порядка 10^{-8} *сек*. Мы просто опишем принципы определения констант E_1, E_2 и $(\varphi_1 - \varphi_2)$. Следует помнить, что это долгое описание относится к измерениям, которые нужно выполнить в очень короткое время. Будем считать, что частота и направление распространения излучения нам известны и что, кроме калиброванного фотоумножителя, мы имеем идеальный поляроид и пластинку $^1/_4\lambda$. Методика определения постоянных заключается в следующем:

1. Расположим поляроид перед фотоумножителем. Произвольно выберем перпендикулярные оси $\hat{\mathbf{x}}$ и $\hat{\mathbf{y}}$. Совместим ось пропускания поляроида с осью $\hat{\mathbf{x}}$ и измерим среднюю по времени скорость счета фотонов. Это измерение дает E_1:

$$\langle E_x^2\rangle = {}^1/_2 E_1^2. \tag{63}$$

2. Совместим ось пропускания с осью $\hat{y}$ и измерим скорость счета. Это измерение дает E_2:

$$\langle E_y^2 \rangle = {}^1/_2 E_2^2. \tag{64}$$

3. Повернем поляроид так, чтобы ось пропускания делила пополам прямой угол между осями $\hat{x}$ и $\hat{y}$. Обозначим это направление $\hat{e}$. Единичный вектор $\hat{e}$ равен

$$\hat{e} = \frac{\hat{x} + \hat{y}}{\sqrt{2}}. \tag{65}$$

Компонента электрического поля, пропускаемая поляроидом, является скалярным произведением $\hat{e}$ на поле $\mathbf{E}$. Используя комплексное выражение для $\mathbf{E}_c$, получим из уравнений (65) и (62)

$$\hat{e} \cdot \mathbf{E}_c(z, t) = e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} \left(\frac{E_1}{\sqrt{2}} e^{i\varphi_1} + \frac{E_2}{\sqrt{2}} e^{i\varphi_2} \right). \tag{66}$$

Измеряемый в этом случае поток фотонов определяет следующую величину:

$$\langle (\hat{e} \cdot \mathbf{E})^2 \rangle = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} E_1^2 + \frac{1}{2} E_2^2 + E_1 E_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \right]. \tag{67}$$

Поскольку мы уже определили E_1^2 и E_2^2 (E_1 и E_2 — вещественные положительные числа) из выражений (63) и (64), то выражение (67) позволяет определить $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$.

Чтобы определить разность фаз, надо знать и $\sin(\varphi_1 - \varphi_2)$. (Как правило, нас интересует именно эта разность $\varphi_1 - \varphi_2$.) Используем для этого пластинку в ${}^1/_4\,\lambda$:

4. Поляроид оставим в старом положении (т. е. угол между осью $\hat{e}$ и осями $\hat{x}$ или $\hat{y}$ равен 45°). Уравнение (66) определит в этом случае прошедшее поле. Теперь впереди поляроида поставим пластинку в ${}^1/_4\,\lambda$ так, чтобы ее медленная ось была направлена по $\hat{x}$ или $\hat{y}$. Для определенности будем считать, что медленная ось направлена по $\hat{y}$. В этом случае в выражении (62) для $\mathbf{E}_2$ фазу φ_2 следует заменить на $\varphi_2 - {}^1/_2\,\pi$. (Обе фазы, φ_1 и φ_2, получат постоянный сдвиг, которым мы не интересуемся.) Соответственно в уравнении (66) φ_2 заменится на $\varphi_2 - {}^1/_2\,\pi$. Теперь измерим поток фотонов, прошедший через пластинку в ${}^1/_2\,\lambda$ и поляроид. Выражение для потока имеет вид, подобный уравнению (67), но φ_2 заменено на $\varphi_2 - {}^1/_2\,\pi$. Таким образом, имеем

$$\langle (\hat{e} \cdot \mathbf{E})^2 \rangle = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} E_1^2 + \frac{1}{2} E_2^2 - E_1 E_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \right]. \tag{68}$$

Мы полностью определили E_1, E_2 и $\varphi_1 - \varphi_2$, сделав измерения, представленные выражениями (63), (64), (67) и (68). Это именно те результаты, которые можно получить, если время измерения T мало по сравнению с временем когерентности.

Как мы уже говорили, если пучок света, прежде чем попасть на детектор, проходит через поляризатор (линейный или круговой), то время когерентности поляризации будет больше $(\Delta\nu)^{-1}$. Это время будет равно бесконечности, если не убирать поляроид. В этом случае вы сможете медленно проделать все описанные выше измерения. Кстати, вместо фотоумножителя в этом случае можно использовать и глаз. Вы должны научиться определять с помощью поляроидов поляризационное состояние источника света неизвестной поляризации. Если источник дает свет с линейной, круговой или эллиптической поляризацией и его время когерентности больше, чем несколько минут, необходимых вам для измерений, то вы можете полностью определить поляризационное состояние с помощью глаза, поляроида и пластинки в $^1/_4\lambda$. (Можно использовать также круговой поляризатор и пластинку в $^1/_2\ \lambda$.)

Описанные нами измерения, необходимые для определения поляризации, являются очень общими, и в большинстве практических случаев они вряд ли необходимы. Так, например, если свет линейно поляризован, то неразумно использовать две декартовы оси $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$. В этом случае ось $\hat{\mathbf{x}}$ можно совместить с направлением поляризации, и тогда понятие разности фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ неуместно, так как амплитуда колебаний по $\hat{\mathbf{y}}$ равна нулю. Точно так же, если вы обнаружили, например, что свет имеет правую круговую поляризацию, то неразумно описывать его с помощью понятия о линейной поляризации (использованного в описанном выше общем случае).

Круговой поляризатор. Чтобы получить круговой поляризатор, нужно на линейный поляризатор (поляроид) наклеить пластинку в $^1/_4\lambda$. Ось пропускания поляроида должна образовать угол в 45° с оптическими осями пластинки в $^1/_4\lambda$. «Вход» кругового поляризатора находится со стороны поляроида, а «выход» — со стороны пластинки в $^1/_4\lambda$. Если на вход этого устройства направить неполяризованный свет от лампы, то на выходе будем иметь свет с определенной, например *левой*, спиральностью *). Таким образом, поляроид пропускает лишь ту часть излучения, которая создана круговым движением электронов, происходящим *против часовой стрелки*, если смотреть на источник света. Если после кругового поляризатора поставить пластинку в $^1/_2\lambda$, то свет с левой спиральностью превратится в свет с правой спиральностью. Аналогично, если свет с левой спиральностью отразится при нормальном падении от зеркала, он станет светом с правой спиральностью.

Круговой поляризатор можно использовать как анализатор. Он пропустит свет с такой же спиральностью (направлением вращения вектора **E**), какую он сам создает, но поглотит свет с противоположной спиральностью. Понять это можно из следующих рассуждений.

Величина и знак сдвига фазы медленной линейно-поляризованной компоненты относительно быстрой компоненты не зависят от того, в каком направлении (прямом или обратном) проходит свет через пластинку в $^1/_4\lambda$. Когда свет проходит через круговой поляроид

*) Здесь и дальше имеется в виду определение левой и правой круговой поляризации, принятое в оптике (правило винта).

в прямом направлении, то система из линейного поляроида и следующей за ним пластинки в $^1/_4\,\lambda$ образует свет, поляризованный по кругу, с направлением вращения вектора **E** от оси $\hat{\mathbf{f}}$ к оси $\hat{\mathbf{s}}$. Если этот свет отражается от зеркала, то направление вращения **E** относительно оси, фиксированной в пространстве, остается неизменным (по закону сохранения момента импульса). Когда этот отраженный свет проходит в обратном направлении через пластинку в $^1/_4\lambda$, то между линейными компонентами возникает добавочное отставание по фазе на 90°. Таким образом, свет, распространяющийся в обратном направлении, прошедший через пластинку в $^1/_4\,\lambda$ и падающий на линейный поляроид, будет линейно поляризован в направлении, составляющем 90° с первоначальным направлением вдоль оси пропускания линейного поляроида. Действительно, одна линейная компонента изменила свой знак (т. е. фазу — на 180°), а вторая осталась неизменной. Поэтому (отраженный) свет, распространяющийся в обратном направлении, поглощается. Это объясняет, почему блестящая поверхность зеркала или металла, накрытая круговым поляризатором (линейный поляроид вверху), выглядит темной (более точно, темно-синей). Зеркало меняет спиральность. Аналогично, любой свет с правой спиральностью поглощается вашим круговым поляроидом (из которого выходит свет с левой спиральностью), если он падает на него со стороны выхода, т. е. со стороны пластинки в $^1/_4\,\lambda$. С другой стороны, когда на выход кругового поляроида (придающего свету левую спиральность) падает свет с левой спиральностью, то пластинка в $^1/_4\,\lambda$ уменьшает разность фаз между $\hat{\mathbf{s}}$- и $\hat{\mathbf{f}}$-компонентами до нуля ($\hat{\mathbf{s}}$-компонента до пластинки опережала на 90° $\hat{\mathbf{f}}$-компоненту). Поэтому, когда свет достигает линейного поляроида, $\hat{\mathbf{s}}$- и $\hat{\mathbf{f}}$-компоненты — в фазе и свет полностью проходит через поляроид, не теряя интенсивности (как всегда пренебрегаем малыми потерями на отражение).

Рассмотрим пример. Допустим, что вы смотрите на источник света через поляроид. Вращение поляроида относительно линии наблюдения не меняет интенсивности. Далее, предположим, что вы смотрите на источник через круговой поляризатор (перевернутый); интенсивность не меняется. (Какой вывод вы можете сделать на этом этапе?) Теперь расположите пластинку в $^1/_2\,\lambda$ между источником и круговым поляризатором и повторите вращение. Вы увидите, что свет полностью поглощается. Вывод: это свет с левой спиральностью. (Напомним, что ваш круговой поляризатор дает свет с левой спиральностью.)

Пластинка в четверть длины волны и в половину длины волны. Возьмите одну из двух пластинок прозрачного пластика из оптического набора *). Сложите вместе линейный поляроид и выбранную пластинку так, чтобы край поляроида составлял с краем пластинки угол в 45°. Посмотрите через эту систему на источник света

*) Читателю придется самому изготовить пластинки $^1/_4\ \lambda$ и $^1/_2\ \lambda$, так как к этой книге оптический набор не приложен. См. задачи 8.10 и 8.11. *(Прим. ред.)*

или небо (поляроид обращен к источнику света). Поместите второй поляроид с другой стороны пластика. Вращайте второй поляроид. Повторите тот же опыт с другой пластинкой пластика. Какая из них пластинка в $^1/_4\,\lambda$ и какая в $^1/_2\,\lambda$? Повторите опыт, когда край пластинок из прозрачного пластика параллелен краю поляроидов.

На пластине, из которой была вырезана ваша пластинка в $^1/_4\,\lambda$, не было написано: «задержка в $^1/_4\,\lambda$». Вместо этого на пластине было написано: «величина задержки (140 ± 20) *нм*. (1 *нм* $=10^{-9}$ *м* $=10^{-7}$ *см* $=10$ Å.) Таким образом, задержка равна 1400 Å. Это одна четверть длины волны, равной $4\cdot 1400$ Å $=5600$ Å (т. е. зеленый свет).

Постараемся понять, что значит приведенное выше обозначение. Относительная задержка по фазе $\Delta\varphi$ между s- и f-компонентами, проходящими через задерживающую пластинку толщины Δz с показателями n_s и n_f, равна

$$\Delta\varphi = 2\pi\,(n_s - n_f)\,\frac{\Delta z}{\lambda}. \tag{69}$$

Для пластинки в $^1/_4\lambda$ фазовая задержка соответствует $^1/_4$ цикла, т. е. $\pi/2$ *рад*. Должно выполняться равенство

$$(n_s - n_f)\,\Delta z = {}^1/_4\lambda. \tag{70}$$

Приведенное выше обозначение пластины (из которой вырезалась ваша пластинка) указывает, что $(n_s - n_f)\Delta z$ равно $^1/_4\,\lambda_0$, где $\lambda_0 = 5600$ Å. Эта «пространственная задержка» *не зависит* от λ (в большей части видимого диапазона длин волн). Это означает, что с достаточной точностью можно считать, что $n_s - n_f$ не зависит от длины волны. Для произвольной длины волны (видимого света) имеем

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}\,\frac{5600\,\text{Å}}{\lambda}. \tag{71}$$

Аналогично для пластины в ½ λ имеем величину задержки (280 ± 20) *нм*.

Неполяризованный свет. Пытаясь определить с помощью набора поляроидов поляризацию света от лампы, вы обнаружите, что линейный поляроид не изменяет интенсивности проходящего света при любом угле поворота вокруг линии наблюдения. Точно так же не происходит изменения интенсивности, когда пластинка в $^1/_4\,\lambda$ помещена между источником и поляроидом. Разложим поле, создаваемое источником, на линейно-поляризованные колебания, направленные по осям x и y, и выразим результат нашего опыта через уравнения (63), (64), (67) и (68) (черта над измеряемыми величинами указывает на то, что измерения производятся в течение «времени измерения» T):

$$\frac{1}{2}\overline{E_1^2} = \frac{1}{2}\overline{E_2^2} = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{2}\overline{E_1^2} + \frac{1}{2}\overline{E_2^2} + \overline{E_1E_2\cos(\varphi_1-\varphi_2)}\right] =$$
$$= \frac{1}{2}\left[\frac{1}{2}\overline{E_1^2} + \frac{1}{2}\overline{E_2^2} - \overline{E_1E_2\sin(\varphi_1-\varphi_2)}\right]. \tag{72}$$

Другими словами, для любого выбора осей x и y средняя во времени величина E_x^2 равна средней во времени величине E_y^2 и средняя во времени величина $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ и $\sin(\varphi_1 - \varphi_2)$ равна нулю. Конечно, не существует угла $\varphi_1 - \varphi_2$, обладающего свойством, что его sin и cos оба равны нулю. Существенным в уравнении (72) является черта, которая указывает, что берется среднее за время T. Причина того, что среднее значение $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ и $\sin(\varphi_1 - \varphi_2)$ равно нулю, заключается в том, что разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ за длительный интервал времени T, в течение которого мы делаем измерения, меняется случайным образом. Она принимает все значения от $-\pi$ до $+\pi$. И sin и cos за время T бывают положительными так же часто, как и отрицательными, и в среднем дадут нуль.

Если бы мы могли выполнить измерения за 10^{-10} *сек* (это время измерения T, характерное для газоразрядного источника с доплеровским расширением линии), результаты были бы иными. Мы бы нашли, что свет полностью поляризован в любой «момент» времени. Под «моментом» мы понимаем интервал времени, за который происходит много колебаний, но который мал по сравнению с временем когерентности $(\Delta\nu)^{-1}$.

При помощи «пружины» можно получить механический аналог неполяризованного света. Возбудим «пружину», потряхивая ее конец то в одном, то в другом направлении. Предположим, что нами сделана фотография с экспозицией в T *сек*. Если T мало по сравнению с интервалом между последовательными возбуждениями, то фотография обнаружит полную поляризацию. Если T велико, то на фотографии будет видно изображение неполяризованных колебаний.

Частичная поляризация. Если T не мало и не велико по сравнению с временем когерентности, излучение называется *частично поляризованным*. В этом случае имеется некоторое ощутимое различие между результатами четырех измерений, определяющих $\overline{E_x^2}$, $\overline{E_y^2}$, $\overline{\cos(\varphi_1 - \varphi_2)}$ и $\overline{\sin(\varphi_1 - \varphi_2)}$. Существует много разных способов выражения того факта, что за время T часть поляризации «размывается». Например, можно ввести понятие о «частичной поляризации P»:

$$P^2 \equiv [\overline{\sin(\varphi_1 - \varphi_2)}]^2 + [\overline{\cos(\varphi_1 - \varphi_2)}]^2, \qquad (73)$$

где $\overline{\sin(\varphi_1 - \varphi_2)}$ и $\overline{\cos(\varphi_1 - \varphi_2)}$ определяются по измерениям интенсивности, дающим результаты, представленные уравнениями (63), (64), (67) и (68). Если T мало по сравнению с временем когерентности, то P равно 1; если T велико по сравнению с этим временем, то P равно нулю. Для промежуточных значений T P лежит между нулем и единицей. Однако, чтобы полностью определить колебание, мы, как и прежде, должны измерить четыре константы.