***Глава 26***

# ОПТИКА. ПРИНЦИП НАИМЕНЬШЕГО ВРЕМЕНИ

[**§ 1.** **С****в****ет**](#a1)

[**§ 2. Отра****ж****ение и** **п****р****еломление**](#a2)

[**§ 3. Принци****п** **н****аимен****ьшего времени Ферма**](#a3)

[**§ 4. Прим****енен****ия** **п****ринципа Ферма**](#a4)

[**§ 5. Более точ****н****ая ф****ормулировка принципа Ферма**](#a5)

[**§ 6, Квант****овы****й****мех****анизм**](#a6)

**§ 1. Свет**

Эта глава — первая из посвященных элек­тромагнитному излучению. Свет, с помощью которого мы видим, составляет только неболь­шую часть широкого спектра явлений одной природы, причем разные части спектра характе­ризуются разными значениями определенной физической величины. Эту величину называют «длиной волны». По мере того, как она пробегает значения в пределах спектра видимого света, цвет световых лучей меняется от красного до фиолетового. Систематическое изучение спектра от длинных волн к коротким лучше всего начать с так называемых радиоволн. В технике радио­волны получают в широком диапазоне длин волн и даже более длинные, чем те, которые исполь­зуются в обычном радиовещании. В радиове­щании применяются волны длиной около 500 м, за ними идут так называемые короткие волны, далее радиолокационный диапазон, миллиметровый диапазон и т. д. На самом деле между разными диапазонами нет никаких границ, природа их не создала. Числа, кото­рые соответствуют разным диапазонам, и, конечно, сами названия диапазонов весьма условны.

Далее, пройдя долгий путь через милли­метровый диапазон, мы придем к инфракрасным волнам, а оттуда к спектру видимого света. Спустившись за его границы, мы попадем в ультрафиолетовую область. За ультрафиоле­товой областью начинаются рентгеновские лучи, но границу между ними точно определить мы не можем, она где-то около 10-8 м, или 10-2 мкм. Это область мягких рентгеновских лучей, за нею идет обычное рентгеновское излучение, затем *жесткое* излучение, потом γ-излучение и так ко все меньшим значениям величины, которую мы назвали дли­ной волны.

В пределах обширного диапазона длин волн имеется не ме­нее трех областей, где возможны весьма интересные приближе­ния. Существует, например, область, где длина волны мала по сравнению с размерами приборов, с помощью которых изучают такие волны; более того, энергия фотонов, если говорить на языке квантовой механики, меньше порога чувствительности приборов. В этой области первое грубое приближение дает ме­тод, называемый *геометрической оптикой. С* другой стороны, когда длина волны становится порядка размеров прибора (та­кие условия проще создать для радиоволн, чем для видимого света), а энергия фотонов по-прежнему ничтожна, применяется другое очень полезное приближение, в котором учтены волновые свойства света, но снова пренебрегается эффектами квантовой механики. Это приближение основано на *классической теории электромагнитного излучения;* оно будет обсуждаться в одной из последующих глав. Наконец, для еще более коротких длин волн, когда энергия фотонов велика по сравнению с чувстви­тельностью приборов и от волнового характера излучения мож­но отвлечься, снова возникает простая картина. Такую *фотон­ную* картину мы рассмотрим только в общих чертах. Полную теорию, описывающую все на основе единой модели, вы узнаете гораздо позже.

В этой главе мы ограничимся той областью, для которой эф­фективна геометрическая оптика и, как будет видно в дальней­шем, длина волны и фотонный характер света роли не играют. Мы даже не зададим вопроса, а *что такое* свет, и только опишем *его поведение* в масштабе длин и времен, много больших, чем некоторые характерные величины. Из сказанного ясно, что речь пойдет об очень грубом приближении, потом нам придется «оту­чаться» от изложенных здесь методов. Но отучимся мы легко, потому что почти сразу перейдем к более точному анализу.

Геометрическая оптика, хотя и является приближением, представляет огромный интерес с технической и исторической точек зрения. На истории этого вопроса мы намеренно остано­вимся подробнее, чтобы дать представление о развитии физиче­ской теории или физической идеи вообще.

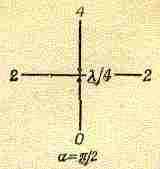
Начнем с того, что свет знаком каждому и известен с неза­памятных времен. Возникает первая проблема: каков механизм *видения* света? Теорий было много, но в конце концов, они све­лись к одной: существует нечто, попадающее в глаз при отра­жении от предметов. Эта идея существует уже давно и столь привычна, что теперь даже трудно себе представить другие идеи, предложенные, однако, весьма умными людьми, напри­мер, что нечто выходит из глаза и чувствует окружающие предметы. Были и другие важные наблюдения: свет распространяет­ся из одной точки в другую *по прямой линии,* если ничто ему не препятствует и лучи света не взаимодействуют друг с другом. Иными словами, свет распространяется в комнате во всевозмож­ных направлениях, но тот луч, который перпендикулярен на­правлению нашего взгляда, не воздействует на лучи, идущие к нам от какого-либо предмета. В свое время это был сильнейший аргумент против корпускулярной теории света и его использо­вал Гюйгенс. Но если представить себе свет в виде пучка летя­щих стрел, то как могли бы тогда другие стрелы легко про­низывать его? На самом деле ценность таких схоластических доказательств весьма сомнительна. Всегда можно сказать, что свет состоит именно из таких стрел, которые свободно проходят друг через друга!

**§ 2. Отражение и преломление**

Все сказанное дает представление об основной *идее* геомет­рической оптики. Теперь перейдем к ее количественному описа­нию. До сих пор мы разбирали случай, когда свет распростра­няется между двумя точками по прямой линии. Посмотрим те­перь, что происходит, когда свет на своем пути наталкивается на какой-то объект (фиг. 26.1). Простейший объект — это зер­кало, и в этом случае мы знаем такой закон: свет, попадая на зеркало, не проходит через него, а отражается и снова ухо­дит по прямой линии, причем направление прямой меняется при изменении наклона зеркала. Еще в древности люди были заняты вопросом: каково соотношение между этими двумя углами? Это очень простое соотношение, и найдено оно было дав­ным-давно. Падающий на зеркало луч после отражения движет­ся по такому пути, что углы между каждым лучом и зеркалом равны. По ряду соображений углы удобно отсчитывать от нор­мали к поверхности зеркала. Тогда так называемый закон от­ражения гласит:

θi=θr. (26.1)

В отличие от простого закона отражения более сложный закон возникает при переходе света из одной среды в другую, например из воздуха в воду; здесь тоже свет движется не по прямой. Траектория луча в воде образует некоторый угол с траекторией в воздухе.



Фиг. 26.2

Когда луч падает почти вертикально, угол от­клонения θi- невелик; если же луч направить под большим углом, отклонение становится значи­тельным (фиг. 26.2). Возникает вопрос: каково соотношение между двумя углами? В древности эта проблема долго ставила людей в тупик, но ответ тогда так и не был найден! Тем не менее именно по этому вопросу можно найти очень редкую в древне­греческой физике сводку экспериментальных данных!

Клавдий Птолемей составил таблицу углов отклонения света в воде для целого ряда углов падения из воздуха. В табл. 26.1 приведены углы в воздухе в градусах и соответствую­щие углы для воды. (Принято считать, что древние греки никог­да не ставили опытов. Но, не зная закона, такую таблицу можно составить только на основании эксперимента. Надо отметить, однако, что данные таблицы слишком хорошо ложатся на параболу, поэтому они не могли быть результатом независимых из­мерений; это лишь ряд чисел, интерполированных по немногим измеренным точкам.)

*Таблица 26.1* • ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА ПО ПТОЛЕМЕЮ

Угол в воздухе, *град* Угол в воде, *град*

10 8,5

20 15,5

30 22,5

40 28

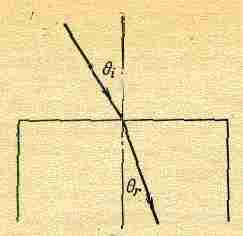
50 35

60 40,5

70 45

80 50

Это был очень важный шаг в становлении физического зако­на: сначала мы наблюдаем эффект, затем проводим измерения и сводим результаты в таблицу, после чего пытаемся найти *закон,* по которому одни величины сопоставляются с другими. Приве­денная таблица была составлена еще в 140 г. до нашей эры, и вплоть до 1621 г. никто не смог найти такого закона, который связал бы эти два угла!



*Фиг. 26.3. При переходе* из од­ной *среда в другую луч света пре­ломляется.*

Закон был установлен голландским мате­матиком Виллебрордом Снеллом и читается так: пусть θi;. есть угол в воздухе и θr,. есть угол в воде, тогда синус

θi, равен синусу θr, умноженному на некоторую константу

sin θi = *п*sinθr. (26.2)

Для воды число nравно примерно 1,33. Равенство (26.2) называется *законом Снелла;* он позволяет *предсказать* отклоне­ние света при переходе из воздуха в воду. В табл. 26.2 указаны углы в воде и воздухе, полученные с помощью закона Снелла. Обратите внимание на удивительное согласие с таблицей Пто­лемея.

*Таблица 26.2* • ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА ПО ЗАКОНУ СНЕЛЛА

Угол в воздухе, *град* Угол в воде, *град*

10 7,5

20 15

30 22

40 29

50 35

60  40

70 48

80 49,5

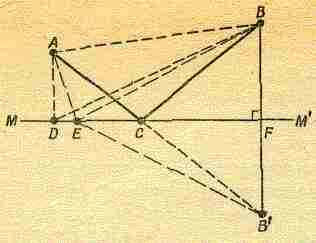
**§ 3. Принцип наименьш****его времени Ферма**

По мере развития науки нам хочется получить нечто боль­шее, чем просто формулу. Сначала мы наблюдаем явления, затем с помощью измерений получаем числа и, наконец, на­ходим закон, связывающий эти числа. Но истинное *величие* науки состоит в том, что мы *можем найти такой способ рассуж­дения,* при котором закон становится *очевидным,*

Впервые общий принцип, наглядно объясняющий закон по­ведения света, был предложен Ферма примерно в 1650 г. и по­лучил название *принципа наименьшего времени,* или *принципа Ферма.* Вот его идея: свет выбирает из всех возможных путей, соединяющих две точки, тот путь, который требует *наименьшего времени* для его прохождения.

Покажем сначала, что это верно для случая с зеркалом, что этот простой принцип объясняет и прямолинейность распро­странения света, и закон отражения света от зеркала. Мы явно делаем успехи!

Попытаемся решить следующую задачу. На фиг. 26.3 изображены две точки *А* и *В* и плоское зеркало *ММ'.* Каким путем можно за кратчайшее время попасть из точки *А* в точку В? *Ответ:* по прямой, проведенной из *А* в *В!*

**

*Фиг. 26.3. Иллюстрация прин­ципа наименьшего времени.*

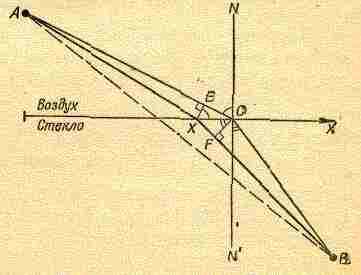
Но если мы добавим дополнительное условие, что свет должен *попасть* на зеркало, отразиться от него и вернуться снова в точку *В* опять-таки за кратчайшее время, то ответить не так уж просто. Один путь — как можно скорее добраться до зеркала, а оттуда в точку *B,* т. е. по пути *ADB.* Путь *DB,* конечно, дли­нен. Если сдвинуться чуть-чуть вправо в точку *Е,* то первый отрезок пути немного увеличится, но зато сильно *уменьшится* второй, и время прохождения, поэтому станет меньше. Как найти точку *C,* для которой время прохождения наименьшее? Воспользуемся для этого хитрым геометрическим приемом.

По другую сторону зеркала *ММ',* на таком же расстоянии от него, что и точка *B,* построим искусственную точку *B'.* Затем проведем линию *ЕВ'.* Поскольку угол *BFM* прямой и *BF—FB',* то *ЕВ* равно *ЕВ'.* Следовательно, сумма длин двух отрезков *АЕ+ЕВ,* пропорциональная времени их прохождения (если свет проходит с постоянной скоростью), равна сумме длин *АЕ+ЕВ'.* Теперь нужно выяснить, когда сумма длин будет наименьшей. *Ответ:* когда точка *С* будет лежать *на прямой,* соединяющей *А* и *В'*!Другими словами, нужно идти к мнимой точке *В'* (мнимому изображению точки *В)* и тогда мы найдем точку *С.* Далее, если *АСВ'—* прямая линия, угол *BCF* равен углу *B'CF* и, следовательно, углу *АСМ.* Таким образом, ут­верждение о равенстве углов падения и отражения равносильно утверждению, что свет при отражении от зеркала в точку *В* выбирает путь, требующий *наименьшего времени.* Еще Герон Александрийский высказал утверждение, что свет при отраже­нии идет из одной точки в другую по *кратчайшему пути,* так что идея принципа, как видите, не нова. Именно это вдохновило Ферма, и он попробовал применить этот принцип к явлению преломления. Но свет, преломляясь, очевидным образом идет не по *кратчайшему пути,* и тогда Ферма предложил другой прин­цип — свет выбирает путь, *время* прохождения по которому *наименьшее.*

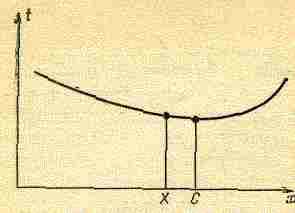
Прежде чем перейти к вопросу о преломлении света, сделаем еще одно замечание об отражении от зеркала. Если поместить источник света в точку *В* и направить луч на зеркало, свет, от­ражаясь от зеркала, пройдет из *В* в *А* так, как будто бы источник находится в *В'*, а зеркала *нет вообще.* Наш глаз видит толь­ко тот свет, который действительно входит в него; и хотя источ­ник расположен в точке *В,* зеркало направляет свет в глаз точно так, *как будто* источник находится в *В',* и система глаза — мозг интерпретирует именно так это явление. Поэтому иллюзия, что источник или предмет находится за зеркалом, вызывается только тем фактом, что свет попадает в глаз физически именно так, как если бы предмет действительно был *позади* зеркала (если не при­нимать во внимание пыль на зеркале и то, что нам известно, что зеркало реально существует, и другие сведения, которые учитывает наш мозг).

Покажем теперь, что из принципа наименьшего времени вытекает закон Снелла для преломления. Мы должны, ко­нечно, что-то предположить относительно скорости света в воде. Будем считать, что скорость света в воде меньше скорости света в воздухе, и отношение второй скорости к первой обозначим через n.

Наша задача по-прежнему состоит в том, чтобы на фиг. 26.4 попасть из точки *А* в *В* за *наименьшее время.* Чтобы убедиться, что путь по прямой здесь не самый быстрый, представим себе следующую ситуацию: хорошенькая девушка падает из лодки в воду в точке *В* и кричит, просит спасти. Линия *X —* это берег. Вы находитесь на суше в точке *А* и видите, что произошло, вы умеете плавать и умеете бегать. Но бегаете вы быстрее, чем пла­ваете. Что вам делать? Бежать по прямой к берегу? (Конечно!) Но, немного поразмыслив, вы поймете, что выгоднее пробежать несколько дольше по берегу, чтобы уменьшить ваш путь в воде, потому что в воде вы будете двигаться гораздо медленнее. (Рас­суждая таким образом, лучше всего было бы заранее тщательно *вычислить* путь!) Во всяком случае, давайте попытаемся пока­зать, что окончательное решение задачи — это путь *АСВ,* который занимает из всех возможных наименьшее время. Если этот путь кратчайший по времени, то любой другой ока­жется длиннее. Поэтому если отложить на графике зависимость времени от положения точки X, получится кривая, похожая на изображенную на фиг. 26.5, где точка *С* соответствует наи­меньшему времени.



*Фиг. 26.4. Иллюстрация прин­ципа Ферма для случая преломле­ния.*

**

*Фиг.**26.5 Наименьшее время по­лучается при выборе точки С.*

*Соседние точки приводят примерно к такому же времени прохождения.*

Это означает, что для точек *X вблизи С* в пер­вом приближении время прохождения практически *одинаковое,* так как в точке *С* наклон кривой равен нулю. Итак, наш способ найти искомый путь сводится к требованию, чтобы при неболь­шом изменении положения точки время прохождения не меня­лось. (Конечно, возникнут бесконечно малые изменения времени *второго* порядка, и они должны быть положительными при сме­щении в обе стороны от точки *С.)* Возьмем близкую точку *X,* вычислим время прохождения на пути *АХВ* и сравним его со старым путем *АСЕ.* Сделать это очень просто. Конечно, нужно еще, чтобы разность времен стремилась к нулю для малых рас­стояний *ХС.* Обратимся сначала к пути по суше. Если мы опус­тим перпендикуляр *ЕХ,* то легко увидим, что наш путь стал ко­роче на длину *ЕС.* Можно сказать, что это расстояние мы выигра­ли. С другой стороны, опустив перпендикуляр *CF,* мы увидим, что в воде приходится проплыть дополнительное расстояние *XF.* В этом мы проиграли. С точки зрения экономии *времени* выигры­вается время на отрезке *ЕС,* но теряется на отрезке *XF.* Эти два интервала времени должны быть равны, так как в первом приб­лижении полное время прохождения не меняется. Предположив, что скорость в воде равна скорости в воздухе, умноженной на 1/n получим

ЕС=nXF. (26.3)

Поэтому мы видим, что если нам удалось правильно выбрать точку С (XCsinEXC =nXCsinXCF) или мы сократили на длину общей гипотенузы ХС и заметили, что

EXC=ECN=θi и XCF=BCN'=θr,

то мы получим

sinθi=nsinθr. (26.4)

Отсюда видно, что при отношении скоростей, равном n, свет должен двигаться из одной точки в другую по такому пути, что­бы отношение синусов θit- и θr  было равно отношению скоростей в двух средах.

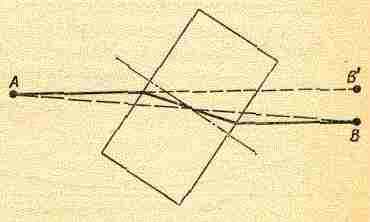
**§ 4. Применения принципа Ферма**

Рассмотрим теперь некоторые интересные следствия прин­ципа наименьшего времени. Первое из них — принцип обрати­мости. Мы уже нашли путь из A в В,требующий наименьшего времени; пойдем теперь в обратном направлении (считая, что скорость света не зависит от направления). Наименьшему времени отвечает та же траектория, и, следовательно, если свет распространяется по некоторому пути в одном направлении, он будет двигаться по этому пути и в обратном направлении.

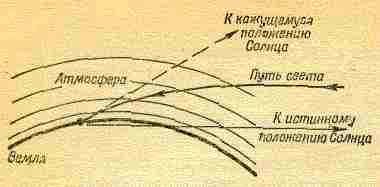
Другой интересный пример! На пути света под некоторым уг­лом поставлена четырехгранная стеклянная призма с параллель­ными гранями. Свет проходит из точки *А* в *В* и, встретив на сво­ем пути призму (фиг. 26.6), отклоняется, причем длительность пути в призме уменьшается за счет изменения наклона траекто­рии, а путь в воздухе немного удлиняется. Участки траектории вне призмы оказываются параллельными друг другу, потому что углы входа и выхода из призмы одинаковы.

Третье интересное явление состоит в том, что когда мы смот­рим на заходящее солнце, то оно на самом деле находится уже ниже линии горизонта! Нам *кажется,* что солнце еще над гори­зонтом, а оно фактически уже зашло (фиг. 26.7). Дело здесь в следующем. Земная атмосфера вверху разрежена, а в нижних слоях более плотная. Свет распространяется в воздухе медлен­нее, чем в вакууме, и поэтому солнечные лучи достигнут какой-то точки за горизонтом быстрее, если будут двигаться не по прямой линии, а по траектории с более крутым наклоном в плотных слоях атмосферы, сокращая таким образом свой путь в этих слоях.

Еще пример того же рода — мираж, который часто на­блюдают путешественники на раскаленных солнцем дорогах. Они видят на дороге «воду», а когда подъезжают туда, то кру­гом оказывается все сухо, как в пустыне! Сущность явления в следующем. То, что мы видим в этом случае, это «отраженный» дорогой свет. На фиг. 26.8 показано, как падающий на дорогу луч света попадает к нам в глаз. Почему? Воздух сильно раска­лен над самой дорогой, а в верхних слоях холоднее. Горячий воздух, расширяясь, становится более разреженным, а потому и скорость света в нем больше, чем в холодном.



*Фиг.**26.6. Луч света, выходя­щий из прозрачной пластины, параллелен падающему лучу.*

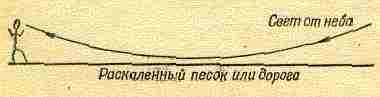


*Фиг. 26.7. У горизонта Солнце кажется на 1*/2 *градуса выше, чем на самом деле.*

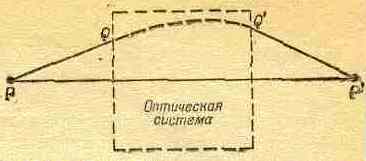
Другими словами, свет быстрее проходит в теплых слоях, чем в холодных. Поэтому свет проходит не по прямой, а идет по траектории с наименьшим временем, заворачивая для этого в теплые слои воздуха, чтобы сократить время. Таким образом, свет идет по кривой.

И еще один пример. Представим себе такую ситуацию, когда весь свет, испускаемый в точке *Р,* собирается обратно в другую точку *Р'* (фиг. 26.9). Это означает, конечно, что свет может попасть из точки *Р в Р'* по прямой линии. Это правильно. Но как устроить так, чтобы свет, идущий от *Р* к *Q,* тоже попал в *Р*'? Мы хотим собрать весь свет снова в одной точке, которую называют *фокусом.* Как это сделать? Поскольку свет всегда выбирает путь с наименьшим временем, то наверняка он не пойдет по другим предложенным нами путям. Единственный способ сделать целый ряд близлежащих траекторий приемлемы­ми для света — это устроить так, чтобы для всех время прохож­дения было точно одинаковым! В противном случае свет пойдет по траектории, требующей минимального времени. Поэтому задача построения фокусирующей системы сводится просто к созданию устройства, в котором свет тратит на всех путях оди­наковое время!

Такое устройство создать просто. Возьмем кусок стекла, в котором свет движется медленнее, чем в воздухе (фиг. 26.10). Проследим путь луча света, проходящего в воздухе по линии PQP'. Этот путь длиннее, чем прямо из Р в Р', и наверняка за­нимает больше времени. Но если взять кусок стекла нужной тол­щины (позже мы вычислим, какой именно), то путь в нем ском­пенсирует добавочное время, затрачиваемое при отклонении луча на траектории PQP'. При этих условиях можно устроить так, чтобы время, затрачиваемое светом на пути по прямой, совпадало со временем, затрачиваемым на пути PQP'. Точно так же, если взять частично отклоненный луч PRR'P' (более короткий, чем PQP'), то придется скомпенсировать уже не так много времени, как для прямолинейной траектории, но некото­рую долю времени все же скомпенсировать придется.



*Фиг. 26.8. Мираж.*

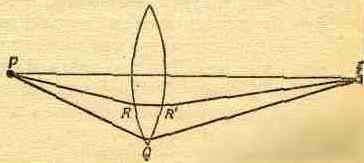
**

*Фиг, 26.9. Оптический* «черный *ящик».*

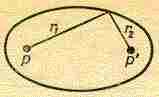
В резуль­тате мы приходим к форме куска стекла, изображенной на фиг. 26.10. При такой форме весь свет из точки *Р* попадет в *Р'. Всё это нам известно уже давно, и называется* такое устройство собирательной *линзой.* В следующей главе мы вычислим, какой должна быть форма линзы, чтобы получить идеальную фокуси­ровку.

Наконец, последний пример. Предположим, что нам нужно так поставить зеркало, чтобы свет из точки *Р* всегда приходил в *Р'* (фиг. 26.11). На любом пути свет должен отразиться от зер­кала, и время для всех путей должно быть одинаковым. В данном случае свет проходит только в воздухе, так что время прохож­дения пропорционально длине пути. Поэтому требование равен­ства времен сводится к требованию равенства полных длин пу­тей. Следовательно, сумма расстояний r1и r2 должна оставаться постоянной. *Эллипс* обладает как раз тем свойством, что сумма расстояний любой точки на его кривой от двух заданных точек постоянна; поэтому свет, отразившись от зеркала, имеющего такую форму, наверняка попадет из одного фокуса в другой.

Этот принцип фокусировки служит для наблюдения света звезд. При постройке большого 200-дюймового телескопа в об­серватории Паломар использовалась следующая идея. Вообразите себе звезду, удаленную от нас на миллиарды километров; мы хотим собрать весь испускаемый ею свет в фокус. Конечно, мы не можем начертить всю траекторию лучей до звезды, тем не менее мы должны проверить, насколько времена на различ­ных траекториях равны. Мы, конечно, знаем, что если множест­во различных лучей достигло плоскости *КК*', перпендикулярной направлению лучей, то времена для всех этих лучей будут равны (фиг. 26.12). Далее лучи должны отразиться от зеркала и за равные промежутки времени попасть в фокус *Р'.*



*Фиг. 26 10. Фокусирующая опти­ческая система.*



*Фиг. 26.11. Эллиптическое зеркало.*

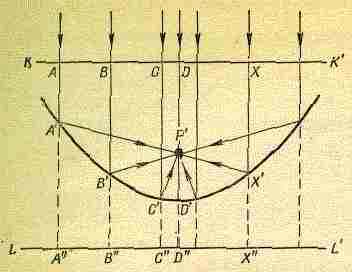
Это означает, что мы должны найти такую кривую, для которой сумма рас­стояний *ХХ'-\-Х'Р'* будет постоянна, независимо от выбора точки *X.* Легче всего это сделать, продолжив отрезок *XX'* до плоскости *LL'.* Потребуем теперь, чтобы выполнялись соот­ношения *А'А"=А'Р',В'В"=В'Р', С'С"=С'Р' и т.* д.; в этом случае мы получаем нужную нам кривую, потому что сумма длин *А 'А+А 'Р' =АА'+А 'А''* будет постоянной для всех точек кривой. Значит, наша кривая есть геометрическое место всех точек, равноудаленных от линии и некоторой заданной точки. Такая кривая называется *параболой;* вот зеркало телескопа и было изготовлено именно в форме параболы.

Приведенные примеры в общих чертах иллюстрируют прин­цип устройства оптических систем. Точные кривые можно рас­считать, используя правило равенства времен на всех путях, ведущих в точку фокуса, и требуя, чтобы время прохождения на всех соседних путях было большим.

В следующей главе мы еще вернемся к фокусирующим опти­ческим системам, а теперь обсудим дальнейшее развитие теории. Когда предлагается новый физический принцип, такой, как принцип наименьшего времени, то нашей первой естественной реакцией могли бы быть слова: «Все это очень хорошо, восхити­тельно, но вопрос заключается в том, улучшает ли это вообще наше понимание физики?». На это можно ответить: «Да. Посмот­рите сколько новых фактов мы теперь поняли!» А кто-то возра­зит: «Ну, в зеркалах я и так разбираюсь. Мне нужна такая кри­вая, чтобы каждая касательная к ней плоскость образовывала равные углы с двумя лучами света. Я могу рассчитать и линзу, потому что каждый падающий на нее луч отклоняется на угол, даваемый законом Снелла». Здесь очевидным образом содержа­ние принципа наименьшего действия совпадает с законом равен­ства углов при отражении и пропорциональности синусов углов при преломлении. Тогда, может быть, это философский вопрос, а может быть, вопрос просто в том, какой путь красивее? Можно привести аргументы в пользу обеих точек зрения.

Однако критерий важности всякого принципа состоит в том, что он *предсказывает нечто новое.*

Легко показать, что принцип Ферма предсказывает ряд но­вых фактов. Прежде всего предположим, что имеются *три* среды — стекло, вода и воздух и мы наблюдаем явление прелом­ления и измеряем показатель nдля перехода из одной среды в другую.



*Фиг. 26.12. Параболическое зеркало.*

Обозначим через n12 показатель преломления для пе­рехода из воздуха (1) в воду (2), а через n13— для перехода из воздуха (1) в стекло (3). Измерив преломление в системе вода— стекло, найдем еще один показатель преломления и назовем его п23 .Здесь заранее нет оснований считать, что n12 , n13 и n23 связаны между собой. Если же исходить из принципа наимень­шего времени, то такую связь можно установить. Показатель n12 есть отношение двух величин—скорости света в воздухе к скорости света в воде; показатель n13 есть отношение скорости в воздухе к скорости в стекле, а n23 есть отношение скорости в воде к скорости в стекле. Поэтому, сокращая скорость света в воздухе, получаем

(26.5)

Другими словами, мы *предсказываем, что* показатель преломле­ния для перехода из одного материала в другой можно получить из показателей преломления каждого материала по отношению к некоторой среде, скажем воздуху или вакууму. Таким обра­зом, измерив скорость света во всех средах, мы образуем одно число для каждой среды — показатель преломления для пере­хода из вакуума в среду — и называем его ni(например, ni для воздуха есть отношение скорости в воздухе к скорости в вакууме и т. д.), после чего легко написать нужную формулу. Показатель преломления для любых двух материалов *i* и j равен

C:\Мои документы\gray.jpg(26.6)

Используя только закон Снелла, подобное соотношение пред­сказать [невозможно](#прим1). Но связь эта существует. Соотношение (26.5) известно давно и послужило сильным аргументом в поль­зу принципа наименьшего времени.

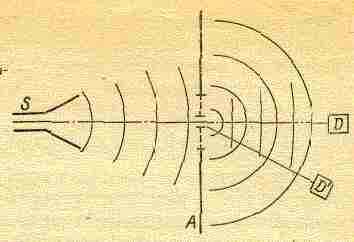
Еще одно предсказание принципа наименьшего времени со­стоит в том, что скорость света в воде *при измерении* должна оказаться меньше скорости света в воздухе. Это уже предсказа­ние совсем другого рода. Оно гораздо глубже, потому что носит теоретический характер и никак не связано с наблюдениями, из которых Ферма вывел принцип наименьшего времени (до сих пор мы имели дело только с *углами).* Как оказалось, скорость света в воде *действительно* меньше скорости в воздухе, и ровно настолько, чтобы получился правильный показатель преломле­ния.

**§ 5, Более точная формулировка принципа Ферма**

До сих пор мы фактически пользовались неправильной фор­мулировкой принципа наименьшего времени. Здесь мы сформу­лируем его более точно. Мы *неправильно* называли его принци­пом наименьшего времени и для удобства по ходу дела применя­ли неправильную его трактовку. Но теперь мы выясним точное содержание принципа. Пусть имеется зеркало. Мы его показали на

фиг. 26.3. Откуда свет *знает,* что он должен двигаться к зер­калу? Очевидно, путь, требующий *наименьшего* времени,— это линия *АВ,* Кое-кто поэтому может сказать: «Иногда этот путь требует как раз наибольшего времени». Так это *неправильно!* Путь по кривой наверняка займет еще больше времени! Точная формулировка принципа следующая: луч, проходящий по тра­ектории, обладает тем свойством, что любое малое изменение пути (скажем, на 1%), расположения точки падения луча на зеркало, или формы кривой, или какие-либо иные изменения, *не приводит* в первом порядке к изменению времени прохождения; изменение времени происходит только *во втором* порядке. Другими словами, согласно этому принципу, свет вы­бирает один путь из множества близлежащих, требующих почти *одинакового* времени для прохождения.

С принципом наименьшего времени связана еще одна труд­ность, которую многие, не любящие такого рода теории, никак не могут переварить. Теория Снелла помогает легко «понять» поведение света. Свет проходит, видит перед собой поверхность и отклоняется, потому что на поверхности с ним что-то происхо­дит. Легко понять идею причинности, проявляющуюся в том, что свет идет из одной точки в другую, а затем в следующую. Но принцип наименьшего времени есть философский принцип, ко­торый совсем иначе объясняет причину явлений в природе. Вместо причинной обусловленности, когда из одного нашего действия вытекает другое и т. д., этот принцип говорит следую­щее: в данной ситуации *свет* выбирает путь с наименьшим, или экстремальным временем. Но *как* удается свету выбирать свой



*Фиг. 26.13, Прохождение радио­волн сквозь узкую щель.*

путь? Вынюхивает он что ли соседние пути и сравнивает их потом друг с другом? В некотором смысле так и происходит. Эту способность света нельзя понять в рамках геометрической оптики, поскольку она связана с понятием длины волны; длина волны, грубо говоря, есть тот отрезок впереди лежащего пути, который свет может «почувствовать» и сравнить с соседними путями. Этот факт трудно продемонстрировать на опыте со светом, так как длина волны света чрезвычайно мала. Но радио­волны с длиной волны, скажем, 3 см, «видят» намного даль­ше. Предположим, имеется источник радиоволн, детектор и экран со щелью, как показано на фиг. 26.13; при этих усло­виях лучи будут проходить из S в D, поскольку это прямо­линейная траектория, и даже если сузить щель, лучи все равно пройдут. Но если теперь отодвинуть детектор в точку D', то при широкой щели волны не пойдут из S в D', потому что они сравнят близлежащие пути и скажут: «Нет, друг мой, все эти пути требуют другого времени». С другой стороны, если оставить только узенькую щелку и таким образом по­мешать волнам выбирать путь, то окажутся годными уже несколько путей и волны пойдут по ним! Если щель узкая, в точку D' попадет больше излучения, чем через широкую щель! Такой же опыт возможен со светом, но в большом масштабе его проделать трудно. Этот эффект, однако, можно наблюдать в следующих простых условиях. Найдите маленький и яркий ис­точник света, например уличный фонарь, где-нибудь в конце ули­цы или отражение солнца от колеса автомобиля. Поставьте перед глазами два пальца, оставив для света узенькую щель, и посте­пенно сближайте пальцы, пока щель полностью не исчезнет. Вы увидите, что свет, который вначале казался крохотной точкой, начнет расплываться и даже вытянется в длинную линию. Про­исходит это потому, что между пальцами оставлена лишь очень маленькая щель и свет не идет, как обычно, по прямой, а рас­ходится под некоторым углом и в глаз попадает с разных направ­лений. Если вы будете достаточно внимательны, то заметите еще боковые максимумы и своеобразную кайму по краям.

Кроме того, само изображение будет окрашено. Все это будет в свое время объяснено, а сейчас этот опыт (а его очень легко проделать) просто демонстрирует, что свет не всегда распро­страняется по прямой.

**§ 6. Квантовый ме****ханизм**

В заключение дадим очень грубую картину того, что проис­ходит на самом деле, как протекает весь процесс распростра­нения света с квантовомеханической точки зрения, которую сейчас считают самой правильной (разумеется, наше описание будет носить лишь качественный характер). Исследуя свет на пути из *А* в *В* (см. фиг. 26.3), можно обнаружить, что он вовсе не представляет собой волны. Лучи света, оказывается, состоят из фотонов, которые можно реально зарегистрировать с помо­щью фотонного счетчика; они заставляют его щелкать. Яркость света пропорциональна среднему числу фотонов, пролетающему в 1 сек, а нас интересует вероятность попадания фотона из А в В при отражении от зеркала. Правило вычисления этой вероят­ности весьма необычно. Выберем какой-нибудь путь и найдем время на этом пути; затем образуем комплексное число или нари­суем маленький комплексный вектор ρеiθ, где угол θ пропорционален времени. Число оборотов вектора в секунду — это частота света. Возьмем теперь другой путь, и пусть он занимает другое время; тогда соответствующий ему вектор повернется на угол, отличный от первого (вспомним, что угол всегда пропорциона­лен времени). Переберем все возможные пути и сложим векторы для каждого из них, тогда квадрат длины суммарного вектора определит вероятность прохождения фотона из начальной точки в конечную!

Покажем теперь, что отсюда следует принцип наименьшего времени для зеркала. Возьмем все возможные пути ADB, АЕВ, АСВ и т. д., изображенные на фиг. 26.3. Путь ADB вносит не­большой вклад, а соседний путь АЕВ занимает уже другое вре­мя, и его угол θ поэтому другой. Пусть точка С соответствует пути с наименьшим временем, тогда при небольшом изменении пути время не меняется. Точнее, сначала время заметно менялось, но с приближением к точке С оно меняется все меньше и меньше (фиг. 26.14). Таким образом, векторы, которые мы скла­дываем, проходят вблизи С почти под одним и тем же углом, а затем времена начинают постепенно расти, векторы поворачива­ются и т. д. В результате получается тугой клубок векторов. Пол­ная вероятность есть расстояние от одного конца до другого, возведенное в квадрат. Почти весь вклад в эту суммарную вероятность вносит область, где векторы идут в одном направ­лении (с одной и той же фазой). Вклады от путей с разными временами взаимно сокращаются, потому что векторы направ­лены в разные стороны. Вот почему, если закрыть края зеркала, оно будет отражать почти точно так же, как и раньше, по­скольку в приведенной выше процедуре это соответствует от­брасыванию части векторов внутри спиральных концов диа­граммы, а для света это мало что изменит. Таково соответствие между современной теорией фотонов с ее понятием вероятности прохождения, зависящей от суммирования векторов, и принци­пом наименьшего времени.

***\*Его можно вывести, если дополнительно предположить, что при добавлении слоя одной среды к поверхности другой угол преломления на выходе из последней среды не меняется.***

***Глава 27***

**ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА**

[**§ 1 Введ****ение**](#a1)

[**§ 2. Фокусное расстояние для сферической поверх****ности**](#a2)

[**§3. Фоку****сное расстояние линзы**](#a3)

[**§ 4. Увели****чение**](#a4)

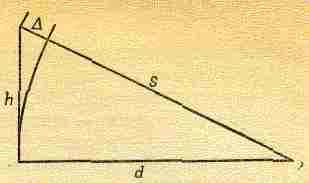
[**§ 5. Сложны****е линзы**](#a5)

[**§ 6. Аберр****ация**](#a6)

[**§ 7. Разрешаю****щая способность**](#a7)

**§ 1. Введение**

В этой главе мы рассмотрим некоторые при­менения изложенных ранее принципов к уст­ройству простейших оптических систем, ис­пользуя приближение геометрической оптики. При конструировании многих оптических при­боров это приближение оказывается особенно полезным. Геометрическая оптика и очень про­ста, и очень сложна. Я хочу этим сказать, что уже поверхностное изучение геометрической оптики в школе позволяет с помощью очень простых правил составлять грубые схемы при­боров; если же мы хотим при этом учитывать искажения в линзах и прочие тонкости, то зада­ча становится слишком сложной даже для сту­дентов вашего курса! Если кому-нибудь дейст­вительно понадобится точно спроектировать линзу, учитывая аберрацию, то лучше всего обратиться к специальным руководствам или просто проследить путь лучей через разные поверхности (как это сделать — сказано в кни­гах) и, пользуясь законом преломления, опре­делить направление вышедших из линзы пучков и выяснить, насколько хорошее изображение они создают. Считалось, что это слишком длинная процедура, но сейчас, когда мы вооружены вычислительными машинами, этот способ вполне хорош. Сформулировав задачу матема­тически, легко подсчитать пути всех лучей. Словом, дело это простое и не требует новых принципов. Кроме того, законы и элементар­ной и специальной оптики фактически непри­менимы в других областях, поэтому нам не было бы необходимости чересчур подробно изучать предмет, если бы не одно важное исключение.



*Фиг. 27.1. Треугольник, высота, которого h меньше основания d, a гипотенуза s больше основания.*

Оказалось, что наиболее современная и абстрактная теория геометрической оптики, разработанная Гамильтоном, имеет весьма важные приложения в механике, причем в механике она имеет даже большее значение, чем в оптике, поэтому пусть ею занимается курс аналитической механики. А пока, понимая, что геометрическая оптика интересна только сама по себе, мы перейдем к изучению элементарных свойств оптических систем на основе принципов, изложенных в предыдущей главе.

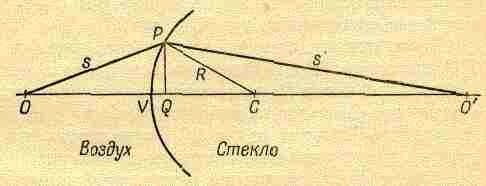
Для дальнейшего нам понадобится одна геометрическая формула: пусть дан треугольник, высота которого h мала, а основание d велико; тогда гипотенуза s (фиг. 27.1) больше осно­вания (нам нужно это знать, чтобы вычислить разность времен на двух различных путях света). Насколько гипотенуза больше основания? Мы можем найти разность Δ =s-d несколькими спо­собами. Например, s2-d2=h2или (s-d) (s+d)=h2. Но s-d=Δ, a s+d~2s. Таким образом,

C:\Мои документы\gray.jpg(27.1)

Вот и все, что нам нужно знать из геометрии для изучения изоб­ражений, получаемых с помощью кривых поверхностей!

**§ 2. Фокусное расстояние для сферической поверхности**

Рассмотрим сначала простейший пример преломляющей поверхности, разделяющей две среды с разными показателями преломления (фиг. 27.2). Случай произвольных показателей



*Фиг. 27.2. Фокусировка на преломляющей поверхности.*

пусть разберет читатель самостоятельно; нам важно рассказать об идее, задача же достаточно проста и ее можно решить в лю­бом частном случае. Итак, пусть слева скорость света равна 1, а справа 1/n, где n — показатель преломления. Свет в стекле идет медленнее в n раз.

Теперь представим себе точку О на расстоянии s от лицевой поверхности стекла и другую точку О' на расстоянии s' внутри стекла и попытаемся выбрать кривую поверхность так, чтобы каждый луч, вышедший из О и попавший на поверхность в Р, приходил в точку О'. Для этого нужно придать поверхности такую форму, чтобы сумма времени прохождения света на пути от О к Р (т. е. расстояние ОР, деленное на скорость света, равную единице) плюс n-О'Р, т.е. время на пути от Р к О', было по­стоянной величиной, не зависящей от положения точки Р. Это условие дает уравнение для определения поверхности. В ре­зультате получается весьма сложная поверхность четвертого порядка (читатель может вычислить ее для собственного удоволь­ствия с помощью аналитической геометрии). Проще рассмотреть специальный случай s→ ∞, когда кривая получается второго порядка и ее легче определить. Интересно сравнить эту кри­вую с кривой для фокусирующего зеркала (когда свет приходил из бесконечности), которая, как вы помните, оказалась параболой.

Итак, нужную поверхность сделать нелегко; чтобы сфокуси­ровать свет от одной точке в другую, нужна довольно сложная поверхность. Практически такие сложные поверхности даже не пытаются создать, а пользуются компромиссным решением. Мы не будем собирать все лучи в фокус, а соберем только лучи, достаточно близкие к оси 00'. Раз идеальная форма поверхности столь сложна, возьмем вместо нее сферическую поверхность, которая имеет нужную кривизну у самой оси, и пусть далекие лучи отклоняются от оси, если они того хотят. Сферу изготовить намного проще, чем другие поверхности, поэтому выберем сферу и рассмотрим поведение лучей, падающих на сферическую по­верхность. Будем требовать точной фокусировки только для тех лучей, которые проходят вблизи от оси. Иногда эти лучи называ­ют параксиальными, а наша задача — найти условия фокуси­ровки параксиальных лучей. Позже мы обсудим ошибки, свя­занные с отклонением лучей от оси.

Итак, считая, что Р близко к оси, опустим перпендикуляр PQ длиной h. Если бы наша поверхность была плоскостью, проходящей через Р, то время, затрачиваемое на пути от О к Р, превышало бы время на пути от О к Q, а время на пути от Р к О' превышало бы время от Q к О'. Поверхность стекла должна быть кривой, потому что только в этом случае весь излишек времени компенсируется задержкой при прохождении пути от V к Q! Далее, излишек времени на пути ОР есть h2/2s, а излишек времени на отрезке О'Р есть nh2/2s'. Это лишнее время, которое должно компенсироваться временем на пути VQ, накапливается на пути в среде, а не в вакууме. Другими словами, время на пути VQ в n раз больше соответствующего времени в вакууме, а поэтому лишнее время на этом отрезке есть (n-l)VQ. Ну, а какова длина VQ? Если С есть центр сферы с радиусом R, то с помощью уже знакомой нам формулы выводим, что длина VQ есть h2/2R. В результате мы получаем закон, C:\Мои документы\gray.jpg(27.2)

который связывает длины s и s' и определяет радиус кривизны R искомой поверх­ности:

C:\Мои документы\gray.jpg(27.3)

Если мы хотим сфокусировать свет из точки О в точку О', то эта формула позволяет вычислить требуемый радиус кривизны поверхности.

Интересно, что та же линза с таким же радиусом кривизны R будет фокусировать и на других расстояниях, т. е. она является фокусирующей для любой пары расстояний, для ко­торых сумма обратной величины одного расстояния и обратной величины другого, умноженного на n, есть постоянное число. Таким образом, данная линза (если учитывать только паракси­альные лучи) является фокусирующей не только для точек О и О', но и для бесконечного числа пар точек, если эти пары удов­летворяют соотношению 1/s+n/s' = постоянная, характеризую­щая данную линзу.

Представляет интерес частный случай s→∞. Из формулы видно, что при увеличении s другое расстояние s' уменьшается. Другими словами, когда точка О удаляется, точка О' прибли­жается, и наоборот. Когда точка О уходит на бесконечность, точка О' также двигается внутри стекла вплоть до расстояния, называемого фокусным расстоянием f'. Если на линзу падает параллельный пучок лучей, он соберется в линзе на расстоянии f'. Можно задать вопрос и по-другому. (Вспомним правило обратимости: если свет переходит из О в О', он, разумеется, может двигаться и в обратном направлении, из О' в О.) Таким образом, если источник света находится внутри стекла, то может возникнуть вопрос, где лучи соберутся в фокус? В част­ности, если источник внутри стекла находится на бесконечности (та же задача, что и раньше), то где будет фокус вне линзы? Это расстояние обозначают через *f*. Можно, конечно, ска­зать и иначе. Если источник расположен на расстоянии

f, то лучи, проходя через поверхность линзы, выйдут параллель­ным пучком. Легко определить f и f':

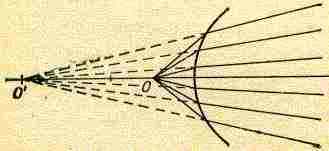
C:\Мои документы\gray.jpg(27.4)

C:\Мои документы\gray.jpg(27.5)

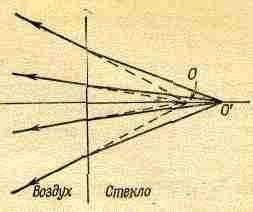
Отметим интересный факт: если мы разделим каждое фокус­ное расстояние на соответствующий показатель преломления, то получим один и тот же результат! На самом деле, это общая теорема. Она справедлива для любой сложной системы линз, поэтому ее стоит запомнить. Мы не доказали эту теорему в общем виде, а лишь отметили ее применимость для одной поверхности, однако оказывается, что вообще два фокусных расстояния неко­торой системы связаны подобным образом. Иногда выражение (27.3) записывают в следующем виде:

C:\Мои документы\gray.jpg(27.6)

Такая форма более удобна, чем (27.3), потому что проще изме­рить *f*, чем кривизну и показатель преломления линзы. Если нам не нужно самим конструировать линзу или изучать в под­робностях весь процесс, а достаточно достать линзу с полки, то нас будет интересовать только величина f, а не n или R! Любопытная ситуация возникает, когда s становится мень­ше f. Что же тогда происходит? При s<f обратная величина (Us) больше (1/f) и поэтому s' отрицательна. Наша формула ут­верждает, что свет фокусируется только при отрицательном зна­чении s',— понимайте как хотите! Но означает это нечто весьма определенное и интересное. Формула эта остается полезной и для отрицательных значений. Что она означает, ясно из фиг. 27.3. Исходящие из точки О лучи преломляются на поверх­ности, но в фокус не собираются, так как точка О расположена слишком близко к поверхности, и лучи становятся «более чем параллельны». Однако они начинают расходиться так, как буд­то бы вышли из точки О' вне линзы. Эта точка есть кажущееся изображение, или, как иногда говорят, мнимое изображение*.*



*Фиг. 27.3. Мнимое изображение.*



*Фиг. 27.4. Плоская поверхность раздела отображает точку О' в точку О.*

Изображение О' на фиг. 27.2 называется действительным изоб­ражением. Действительное изображение возникает, когда свет действительно проходит через точку. Но если кажется, что свет исходит из некоторой фиктивной точки, не совпадаю­щей с действительным источником, то эта точка и есть мнимое изображение. Следовательно, для отрицательных s' точка О' находится по другую сторону поверхности, и все встает на свои места.

Рассмотрим теперь интересный случай, когда R=∞; при этих условиях (1/s)+(n/s')=0. Иными словами, s' =-ns, что означает, что если из плотной среды смотреть на некую точку в разреженной среде, то она будет казаться дальше в n раз. Мы можем прочитать наше уравнение и наоборот: при взгляде на объект, находящийся в плотной среде за плоской поверхностью раздела, нам будет казаться, что он расположен к нам ближе, чем на самом деле (фиг. 27.4). Когда мы смотрим сверху на дно плавательного бассейна, он кажется нам мельче в 3/4 раза, чем он есть на самом деле; эта цифра есть обратная величина показа­теля преломления воды.

Теперь мы могли бы перейти к сферическому зеркалу. Но если вникнуть в смысл сказанного нами ранее, то вполне можно разобрать этот вопрос самостоятельно. Поэтому пусть читатель сам выведет формулы для сферического зеркала, но для этого полезно принять следующие условия:

1) расстояние до объекта s положительно, если точка О расположена слева от поверхности;

2) расстояние до изображения s' положительно, если точка О' расположена справа от поверхности;

3) радиус кривизны поверхности положителен, если центр находится справа от поверхности.

Например, на фиг. 27.2 s, s' и R положительны; на фиг. 27.3 s и R положительны, a s' отрицательна. Для вогнутой поверх­ности наша формула (27.3) остается справедливой, если считать R отрицательной величиной.

Пользуясь приведенными условиями, можно вывести соответ­ствующую формулу и для зеркала, положив в (27.3) n=-1 (как если бы среда за зеркалом имела показатель преломления -1), и тогда получится правильный результат!

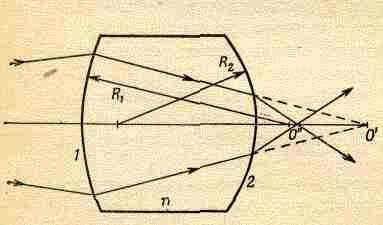
Мы вывели формулу (27.3) простым и элегантным способом, исходя из принципа наименьшего времени; ту же формулу мож­но, конечно, получить с помощью закона Снелла, если учесть, что углы малы и заменить синусы самими углами.

**§ 3. Фокусное расстояние линзы**

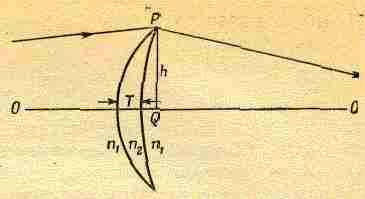
Рассмотрим теперь другой случай, имеющий большое прак­тическое значение. Большинство линз, которыми мы пользуемся, имеет не одну, а две поверхности раздела. К чему это приводит? Пусть имеется стеклянная линза, ограниченная поверхностями с разной кривизной (фиг. 27.5). Рассмотрим задачу о фокусироваиии пучка света из точки О в точку О'. Как это сделать? Сначала используем формулу (27.3) для первой поверхности, забыв о второй поверхности. Это позволит нам установить, что испускаемый в точке О свет будет казаться сходящимся или расходящим­ся (в зависимости от знака фокусного расстояния) из некоторой другой точки, скажем О'. Решим теперь вторую часть задачи. Имеется другая поверхность между стеклом и воздухом, и лучи подходят к ней, сходясь к точке О'. Где они сойдутся на самом деле? Снова воспользуемся той же формулой! Находим, что они сойдутся к точке О". Таким образом можно пройти, если необ­ходимо, через 75 поверхностей, последовательно применяя одну и ту же формулу и переходя от одной поверхности к другой!

Имеются еще более сложные формулы, которые могут нам по­мочь в тех редких случаях нашей жизни, когда нам почему-то нужно проследить путь света через пять поверхностей. Однако если уж это необходимо, то лучше последовательно перебрать пять поверхностей, чем запоминать кучу формул, ведь может случиться, что нам вообще не придется возиться с поверхнос­тями!

Во всяком случае, принцип расчета таков: при переходе через одну поверхность мы находим новое положение, новую точку фокуса и рассматриваем ее как источник для следующей поверхности и т. д.



*Фиг. 27.5. Построение изобра­жения, даваемого двусторонней линзой.*



*Фиг. 27.6. Тонкая линза с двумя положительными радиусами кри­визны.*

Часто в системах бывает несколько сортов стекла с разными показателями n1, n2, ...; поэтому для конкрет­ного решения задачи нам нужно обобщить формулу (27.3) на случай двух разных показателей n1 и n2. Нетрудно показать, что обобщенное уравнение (27.3) имеет вид

C:\Мои документы\gray.jpg(27.7)

Особенно прост случай, когда поверхности близки друг к другу и ошибками

из-за конечной толщины можно пренебречь. Рассмотрим линзу, изображенную на фиг. 27.6, и поставим такой вопрос: каким условиям должна удовлетворять линза, чтобы пучок из О фокусировался в О'? Пусть свет проходит точно через край линзы в точке Р. Тогда (пренебрегая временно толщиной линзы Т с показателем преломления n2) излишек времени на пути ОРО' будет равен (n1/i2/2s)+(n1h2/2s'). Чтобы уравнять время на пути ОРО' и время на прямолинейном пути, линза должна обладать в центре такой толщиной Т, чтобы она задер­живала свет на нужное время. Поэтому толщина линзы Т долж­на удовлетворять соотношению:

C:\Мои документы\gray.jpg(27.8)

Можно еще выразить Т через радиусы обеих поверхностей ri и r2. Учитывая условие 3 (приведенное на стр. 27), мы на­ходим для случая R1<R2 (выпуклая линза)

C:\Мои документы\gray.jpg(27.9)

Отсюда получаем окончательно

C:\Мои документы\gray.jpg(27.10)

Отметим, что, как и раньше, когда одна точка находится на бес­конечности, другая будет расположена на расстоянии, которое

мы называем фокусным расстоянием f. Величина f определяется равенством

C:\Мои документы\gray.jpg(27.11)

где n=n2/n1

В противоположном случае, когда s стремится к бесконеч­ности, s' оказывается на фокусном расстоянии /'. Для нашей линзы фокусные расстояния совпадают. (Здесь мы встречаемся еще с одним частным случаем общего правила, по которому отношение фокусных расстояний равно отношению показателей преломления тех двух сред, где лучи фокусируются. Для нашей оптической системы оба показателя одинаковы, а поэтому фокусные расстояния равны.)

Забудем на время формулу для фокусного расстояния. Если вы купили линзу с неизвестными радиусами кривизны и каким-то показателем преломления, то фокусное расстояние можно просто измерить, собирая в фокус лучи, идущие от удаленного источника. Зная f, удобнее переписать нашу формулу сразу в терминах фокусного расстояния:

C:\Мои документы\gray.jpg(27.12)

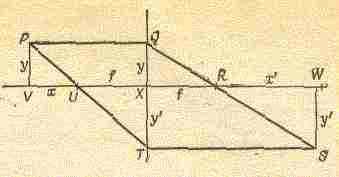
Давайте посмотрим теперь, как работает эта формула, и что из нее получается в разных случаях. Во-первых, если одно из расстояний s и s' бесконечно, другое равно f. Это условие озна­чает, что параллельный пучок света фокусируется на расстоянии / и может использоваться на практике для определения f. Инте­ресно также, что обе точки движутся в одну сторону. Если одна идет направо, то и вторая движется в ту же сторону. И наконец, если s и s' одинаковы, то каждое из них равно 2f.

**§ 4. Увеличение**

До сих пор мы рассматривали процесс фокусировки только для точек, лежащих на оси. Построим теперь изображение объектов, несколько смещенных в сторону от оси; это поможет нам понять явление увеличения. Если с помощью линзы сфокусировать свет от небольшой нити на экран, то мы увидим изображение той же нити, только несколько большего или мень­шего размера по сравнению с настоящей. Отсюда мы заключаем, что свет попадает в фокус от каждой точки нити. Чтобы получше в этом разобраться, рассмотрим линзу, схематически изображенную на фиг. 27.7. Нам известно, следующее:

1) каждый луч, параллельный оси, фокусируется по другую сторону линзы в точке, называемой фокусом и располо­женной на расстоянии f от линзы;

2) каждый луч, приходящий из фокуса по одну сторону лин­зы, выходит с другой стороны параллельно оси.



*Фиг*. *27.7. Геометрическое по­строение изображения от тонкой линзы.*

С помощью только этих фактов мы докажем формулу (27.12) геометрическим путем. Пусть объект находится на расстоянии x от фокуса и его высота есть у. Мы знаем, что луч PQ отклоняет­ся и пройдет через фокус R по другую сторону линзы. Если свет от точки Р фокусируется линзой, достаточно определить путь еще одного луча, и тогда фокус будет расположен в точке пере­сечения двух лучей. Нужно только умело выбрать направление второго луча. Вспомним, что параллельный луч проходит через фокус, и наоборот: луч, проходящий через фокус, выходит па­раллельно оси! Поэтому проведем луч РТ через U. (Правда, фокусируемые лучи могут быть гораздо тоньше, чем начерченные нами, но их труднее изобразить, поэтому оставим нашу прежнюю схему.) Поскольку луч параллелен оси, проведем TS параллель­но XW. Пересечение S и есть искомая точка. Отсюда мы полу­чаем нужную высоту и правильное расстояние. Обозначим вы­соту через y', а расстояние до фокуса через x'. Теперь можно вы­вести формулу для линзы. Из подобных треугольников PVU и TXU находим

C:\Мои документы\gray.jpg(27.13)

Из треугольников SWR и QXR получаем

C:\Мои документы\gray.jpg(27.14)

Разрешая оба равенства относительно y'⏐y, находим

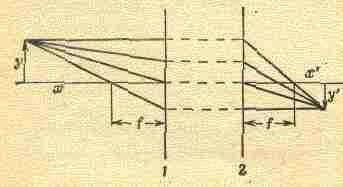
C:\Мои документы\gray.jpg(27.15)

Оно гораздо изящнее формулы (27.12). Мы рекомендуем чита­телю доказать, что при s=x+f и s' =x'+f равенства (27.12) и (27.16) совпадают.

**§ 5. Сложные линзы**

Опишем кратко без вывода основные свойства системы линз. Как исследуют систему нескольких линз? Очень просто. Начнем с некоторого объекта и определим его изображение, даваемое первой линзой, пользуясь формулами (27.16), (27.12) или любой эквивалентной формулой или, наконец, изобразив все это графи­чески. Итак, мы получим первое изображение. Затем мы будем рассматривать это изображение как источник для следующей линзы и, чтобы найти новое изображение, воспользуемся второй линзой с любой заданной фокусной длиной. Проделаем такую процедуру последовательно для всей системы линз. Вот и все. В принципе здесь нет ничего нового, поэтому мы не будем вхо­дить в подробности. Однако очень интересный результат полу­чается, когда свет входит и выходит из системы линз в одну и ту же среду, например в воздух. Любое оптическое устройство — будь то телескоп или микроскоп с произвольным количеством линз и зеркал — обладает следующим интересным свойством. Имеются две плоскости, называемые главными плоскостями системы (часто они расположены поблизости от внешних поверх­ностей первой и последней линзы), которые обладают следую­щими свойствами: 1) свет, входящий параллельным пучком с одной стороны, собирается с другой стороны в фокус, отстоящий от второй главной плоскости на фокусное расстояние (как будто вместо системы имеется тонкая линза, совпадающая со второй главной плоскостью); 2) свет, входящий параллельным пучком с другой стороны, собирается в фокус на расстоянии / от первой главной плоскости, как будто там опять-таки находится тонкая линза (фиг. 27.8).

Само собой разумеется, если определить, как и раньше, рас­стояние х, х' и у, у', то формула (27.16) для тонкой линзы будет применима и в этом общем случае, только фокусные расстояния нужно отсчитывать от главных плоскостей, а не от центра линзы. Для тонкой линзы главные плоскости совпадают. Получается так, как если бы мы взяли тонкую линзу, разрезали её на дольки и разнесли их на некоторое расстояние, а в результате ничего не изменилось. Каждый входящий луч немедленно выскакивает по другую сторону от второй плоскости! Главные плоскости и фокусные расстояния находят либо вычислением, либо опытным путем; этим исчерпывается описание свойств оптической системы.



*Фиг. 27.8. Главные плоскости оптической системы.*

Весьма интересно, что результат для большой и сложной оптической системы оказался таким простым,

**§ 6. Аберрация**

Пока вы еще не успели прийти в восхищение от такой вели­колепной штуки, как линза, я должен успеть сказать об ее серьезных недостатках, которые мы не могли заметить раньше, поскольку ограничились рассмотрением параксиальных лучей. Реальная линза обладает конечной толщиной и, вообще говоря, обнаруживает свойства аберрации. Например, луч, направлен­ный вдоль оси, обязательно пройдет через фокус. Луч, близкий к оси, будет еще проходить через фокус, но более далекие лучи начнут от него отклоняться: близкие ненамного, а крайний луч уже на большое расстояние. В результате вместо точечного изоб­ражения получается расплывчатое пятно. Этот эффект называет­ся сферической аберрацией, потому что он возникает в резуль­тате использования сферических поверхностей вместо поверх­ностей правильной формы. Для каждого данного расстояния от объекта до линзы эффект аберрации можно устранить, изменив форму линзы или взяв несколько линз с таким расчетом, чтобы аберрации отдельных линз взаимно уничтожались.

Линзы страдают еще одним недостатком: свет разного цвета имеет разную скорость, т. е. разные показатели преломления в стекле, а поэтому фокусное расстояние для разных цветов раз­ное. Изображение белого пятна получается цветным, так как, когда в фокусе красный цвет, синий оказывается вне фокуса, и наоборот. Это явление называется хроматической аберрацией.

Бывают и другие искажения. Если объект находится не на оси, то добиться четкого фокуса невозможно. Легче всего это проверить, наклонив наведенную на фокус линзу так, чтобы в нее попадали лучи под большим углом к оси. Тогда изобра­жение сильно расплывется и может случиться, что ни одного четко сфокусированного места не останется. Таким образом, линзы страдают рядом искажений, и обычно оптик-конструктор старается их выправить, соединяя по нескольку линз, с тем что­бы скомпенсировать искажения отдельных линз.

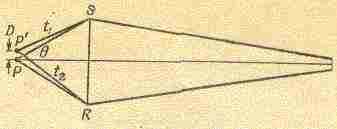
До какого предела можно устранить аберрации? Можно ли создать совершенную оптическую систему? Допустим, что мы сумели построить оптическую систему, фокусирующую свет точно в одну точку. Можем ли мы теперь найти требования (с точ­ки зрения принципа Ферма), которым должна удовлетворять наша система? Система всегда имеет отверстие конечных разме­ров, в которое входит свет. Для совершенной системы время про­хождения любого, как угодно удаленного от оптической оси луча одинаково. Но абсолютного совершенства не бывает, поэтому поставим вопрос: каков разумный предел точности совпадения всех времен? Это зависит от того, насколько совершенное изоб­ражение мы хотим иметь. Предположим, что мы хотим, чтобы оно было настолько совершенным, насколько это вообще воз­можно. Тогда с первого взгляда кажется, что и времена прохож­дения всех лучей нужно уравнять с максимальной точностью. На самом деле это не так; существует некий предел, за которым всякое уточнение бессмысленно, потому что приближение геомет­рической оптики перестает работать!

Вспомним, что принцип наименьшего времени, в отличие от закона сохранения энергии и импульса, не есть точный принцип, а лишь некоторое приближение. И поэтому интересно устано­вить, какие ошибки допустимы в пределах точности этого при­ближения. Ответ: не имеет смысла требовать равенства времен прохождения лучей (скажем, в худшем случае луча вдоль оси и наиболее удаленного от оси) с точностью, превышающей период колебания света Свет есть колебательный процесс с определенной частотой, которая связана с длиной волны, и если мы добились, что времена прохождения лучей отличаются на величину, меньшую или порядка периода колебаний, то дальше уравнивать времена бесполезно. .

**§ 7. Разрешающая способность**

Еще один интересный вопрос, очень важный с технической точки зрения! какова разрешающая способность оптических приборов? Когда мы создаем микроскоп, мы хотим целиком ви­деть тот объект, который находится в поле нашего зрения. Это означает, например, что, глядя на бактерию, на боках которой имеются два пятнышка, мы хотим различить оба пятнышка на увеличенном изображении. Могут подумать, что для этого нужно только получить достаточное увеличение, ведь всегда можно добавить еще линзы и достичь большего увеличения, а если конструктор ловкий, то он устранит сферические и хромати­ческие аберрации; вот вроде бы и нет причин, почему бы не увеличить желаемое изображение до любых размеров. Но предел возможностей микроскопа связан не с тем, что невозможно до­биться увеличения более чем в 2000 раз. Можно построить сис­тему линз, увеличивающую в 10 000 раз, и все же не увидеть те два пятнышка, расположенные так близко одно к другому, и не увидим мы их из-за ограниченности возможностей геометриче­ской оптики и неточности принципа наименьшего времени.

Сравнивая время прохождения равных лучей, можно краси­вым способом вывести правило, определяющее расстояние между двумя точками, при котором эти точки еще различаются на изо­бражении. Отвлечемся пока от аберраций и пусть все лучи от некоторой точки Р (фиг. 27.9) проходят до изображения Т за одно и то же время (такого быть не может, поскольку система несовершенна, но это уже к данному вопросу не относится).



*Фиг. 27.9. Разрешающая спо­собность оптической системы.*

Возьмем еще одну близлежащую точку Р' и посмотрим, разли­чаются ли их изображения. Другими словами, сможем ли мы различить оба изображения? Конечно, согласно геометриче­ской оптике, должно быть два изображения, но то, что мы уви­дим, может оказаться весьма расплывчатым, и нам не удастся разобрать, что точек две. Требование, чтобы вторая точка давала изображение, отличное от первого, сводится к следующему ус­ловию: времена прохождения двух крайних лучей P'ST и Р'RТ от точки Р' до изображения первой точки Т должны быть раз­ными. Почему? Потому что при равных временах свет от Р' сфокусировался бы в Т, т. е. изображения совпали бы. Итак времена должны быть разными. Но насколько они должны от­личаться, чтобы мы сказали, что они имеют разные фокусы, и обе точки на изображении различимы? Разрешающая способ­ность любого оптического устройства определяется следующим правилом: изображения двух точечных источников могут быть различимы, если только времена прохождения крайних лучей от одного источника к изображению второго отличаются от вре­мени прохождения к собственному изображению более чем на один период. Для этого необходимо, чтобы разность времен про­хождения верхнего и нижнего крайних лучей к чужому изобра­жению была больше некоторой величины, примерно равной пе­риоду колебания световой волны:

C:\Мои документы\gray.jpg(27.17)

где *v* — частота света (число колебаний в секунду, или скорость света, деленная на длину волны). Обозначим расстояние между точками через D, а половину угла, под которым видна линза из точки Р, через θ; тогда (27.17) равносильно утверж­дению, что D больше (λ/n)sinθ, где n — показатель преломления в точке Р, а λ, — длина волны. Отсюда размеры самого малого объекта, который мы можем увидеть, оказываются порядка длины волны света. Для телескопов тоже имеется такая форму­ла; она определяет наименьшую разность углов (угловое рас­стояние) между двумя звездами, при которой их еще можно от­личить [друг от друга](#прим1).

***\*Предельный угол имеет величину порядка λ/D, где D — диаметр линзы. Сможете ли вы показать, как это получается?***

# Глава 28

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ**

**[§ 1. Электр](#a1)****[о](#a1)****[маг­](#a1)****[н](#a1)****[етизм](#a1)**

[**§ 2. Изл****уч****ение**](#a2)

[**§ 3. Дип****ольн****ый излучатель**](#a3)

[**§ 4. Инте****рф****е****р****енция**](#a4)

**§ 1 Электромагнетизм**

Решающие и наиболее поразительные периоды развития физики — это периоды великих обобщений, когда явления, казавшиеся разоб­щенными, неожиданно становятся всего лишь разными аспектами одного и того же процесса. История физики — это история таких обобще­ний, и в основе успеха физической науки лежит главным образом наша способность к синтезу.

По-видимому, самым знаменательным момен­том в развитии физики XIX столетия следует считать тот день в 1860 г., когда Дж. К. Максвелл сопоставил законы электричества и магнетизма с законами поведения света. В результате были частично объяснены свойства света — этой ста­рой и тонкой субстанции, настолько загадочной и важной, что в свое время при написании главы о сотворении Мира сочли нужным отнести для него отдельный акт творения. Закончив свое исследование, Максвелл мог бы сказать: «Да будет электричество и магнетизм, и станет свет!»

Этот кульминационный момент долго подго­тавливался постепенным раскрытием законов электричества и магнетизма, о которых мы под­робно расскажем в дальнейшем. Вкратце исто­рия сводится к следующему. По мере того как постепенно открывались все новые свойства электричества и магнетизма, электрических сил притяжения и отталкивания, а также магнит­ных сил, было обнаружено, что, хотя эти силы носят довольно сложный характер, все они спадают обратно пропорционально квад­рату расстояния. Известно, например, что имен­но таким образом меняются кулоновские силы между неподвижными зарядами. Отсюда вытекает, что на достаточно больших расстояниях системы зарядов мало влияют друг на друга. Связав между собой открытые до тех пор законы, Максвелл обнаружил, что они несовместны, и, чтобы сделать всю систему совместной, он добавил к уравнениям еще один член. Появление этого члена привело к замечательно­му предсказанию: часть электрического и магнитного поля спа­дает медленнее, чем обратный квадрат расстояния, а именно обратно пропорционально самому расстоянию! Отсюда Макс­велл вывел, что электрические токи воздействуют на как угодно далекие системы зарядов, и предсказал все основные, хорошо нам теперь знакомые явления — передачу радиоволн, радиоло­кацию и т. д.

Кажется поистине чудом, что с помощью каких-то электри­ческих воздействий человек, говорящий где-нибудь в Европе, может быть услышан за тысячи миль в Лос-Анджелесе. Почему это стало возможным? Потому, что поля спадают обратно про­порционально не квадрату, а первой степени расстояния. Наконец, было показано, что свет тоже представляет собой электрические и магнитные поля, распространяющиеся на большие расстояния, а генерируется он неправдоподобно быст­рым колебанием электронов в атомах. Все эти явления мы будем называть излучением, или, более точно, электромагнитным излучением, потому что бывают и другие типы излучений. Но почти всегда излучение означает электромагнитное излучение.

И тут выступает единство явлений во Вселенной. Движение атомов далекой звезды даже на огромных расстояниях возбуж­дает электроны нашего глаза, и мы узнаем о звездах. Если бы закона воздействия полей не существовало, мы бы буквально ничего не знали о внешнем мире! А электрические бури в га­лактике, удаленной от нас на пять миллиардов световых лет (самой далекой из обнаруженных до сих пор), еще способны возбуждать токи в гигантской «чаше» радиотелескопа. Вот по­чему мы видим и звезды, и галактики.

Об этих замечательных явлениях и пойдет речь в настоящей главе. В самом начале нашего курса лекций мы обрисовали об­щую картину мира, но теперь мы более подготовлены к тому, чтобы понять ее глубже. Поэтому вернемся снова к общей кар­тине явлений и поговорим о ней более подробно. Начнем мы с описания положения, которое физика занимала в конце XIX столетия. Все, что тогда было известно об основных закономер­ностях, можно сформулировать так.

Во-первых, была известна сила тяготения (мы ее записыва­ли неоднократно). Сила, действующая на тело с массой m со стороны тела массы М, дается выражением

C:\Мои документы\gray.jpg(28.1)

где er — единичный вектор, направленный от m к М, а r — рас­стояние между телами.

Во-вторых, к концу XIX века был известен такой закон электричества и магнетизма: сила, действующая на заряд q, характеризуется двумя полями Е и В и скоростью заряда v:

F=q(E+vXB). (28.2)

К этому нужно добавить формулы для Е и В. Для совокупности заряженных частиц поля Е и В представляются как суммы вкладов от каждой частицы в отдельности. Таким образом, опре­делив Е и В для одного заряда и сложив вклады от всех зарядов во Вселенной, мы получим полную величину Е и В! В этом и со­стоит принцип суперпозиции.

Как теперь получить формулу для электрического и магнит­ного поля одного заряда? Оказывается, это очень сложно; пона­добится затратить много труда и использовать тонкие доказа­тельства. Но не в этом дело. Мы написали законы, собственно, чтобы подчеркнуть красоту природы, показать, что все основные законы можно уместить на одной странице (с обозначениями чи­татель уже знаком). Точная и вполне строгая формула для поля, создаваемого отдельным зарядом, насколько мы знаем, имеет очень сложный вид (мы отвлекаемся от эффектов кванто­вой механики). Поэтому мы не будем выводить ее подробно, а запишем сразу, как она выглядит. На самом деле правильнее было бы записать законы электричества и магнетизма с помо­щью уравнений поля, о которых будет сказано позднее. Но там используются совсем иные понятия и обозначения, поэтому давайте сейчас напишем выражения для поля в уже знакомой нам форме, хотя она и не очень удобна для вычислений.

Электрическое поле Е дается выражением

C:\Мои документы\gray.jpg(28.3)

Что означают отдельные члены в этом выражении? Возьмем первый из них,

Е=-qer’/4πε0r'2. Это уже знакомый нам закон Кулона; здесь q — заряд, создающий поле, er' - единичный вектор, направленный от точки Р, где измеряется поле Е, r — расстояние от Р до q. Но закон Кулона неточен. Открытия, сделанные в XIX веке, показали, что любое воздействие не мо­жет распространяться быстрее некоторой фундаментальной скорости с, называемой теперь скоростью света. Поэтому опре­делить положение заряда в настоящий момент времени не­возможно. Кроме того, на поле в данный момент времени может влиять только поведение заряда в прошлом. А как давно в прош­лом? Задержка во времени, или так называемое время запаздыва­ния, есть время, необходимое для прохождения расстояния от заряда до точки измерения поля Р со скоростью света с. Время запаздывания равно r'/с. Таким образом, первый член в (28.3) представляет собой не обычный, а запаздывающий закон Кулона.

Чтобы учесть запаздывание, мы поставили штрих у r, по­нимая под r' то расстояние, на которое в начальный момент сво­его воздействия был удален заряд q от точки Р. Представим на минуту, что заряд несет с собой световые сигналы, которые дви­жутся к точке Р со скоростью c. Тогда, глядя на заряд q, мы увидели бы его не в том месте, где он находится сейчас, а там, где он был некоторое время назад. В нашу формулу входит кажущееся направление er', так называемое запаздывающее направление, и запаздывающее расстояние r'. Это легко понять, но это еще не все. Дело, оказывается, еще гораздо сложнее.

В выражении (28.3) имеется и ряд других членов. Вторым членом природа как бы учитывает запаздывание в первом гру­бом приближении. Это поправка к запаздывающему кулоновскому члену; она представляет собой произведение скорости из­менения кулоновского поля и времени запаздывания. Но и это не все. Есть еще третий член — вторая производная по t единич­ного вектора, направленного к заряду. Этим исчерпывается фор­мула; мы учли все вклады в электрическое поле от произвольно движущегося заряда.

Магнитное поле выражается следующим образом:

C:\Мои документы\gray.jpg(28.4)

Все предыдущее мы написали, чтобы показать красоту природы и, в некотором смысле, могущество математики. Говоря от­кровенно, мы даже не пытаемся понять, почему столь значитель­ные по содержанию формулы занимают так мало места, ведь в них содержится и принцип действия генераторов тока, и особенности поведения света — словом, все явления электричества и магнетизма. Конечно, для полноты картины нужно добавить еще кое-что о свойствах использованных материалов (свойствах вещества), которые пока не учтены в (28.3).

Заканчивая краткое описание представлений о мире в XIX веке, следует упомянуть еще об одном фундаментальном обоб­щении, к которому в большой степени причастен и Максвелл, а именно о единстве явлений механики и теплоты. Мы будем гово­рить об этом в ближайшем будущем.

В XX столетии обнаружили, что все законы динамики Нью­тона неправильны, и чтобы уточнить их, воспользовались кван­товой механикой. (Законы Ньютона справедливы для тел дос­таточно больших размеров.) Совсем недавно законы квантовой механики в совокупности с законами электромагнетизма по­служили основой для открытия законов квантовой электродина­мики. Кроме того, был открыт ряд новых явлений, и раньше других — явление радиоактивности, открытое Беккерелем в 1898 г. (он похитил его из-под самого носа у XX столетия). Явление радиоактивности послужило началом развития науки о ядрах, новых частицах и о взаимодействиях совсем другого ро­да — не гравитационных и не электрических. Все эти вопросы еще ждут своего разрешения.

Для уж очень строгих и образованных читателей (скажем, профессоров, которым случится читать эти строки) специально добавим: наше утверждение, что выражение (28.3) содержит все известное из электродинамики, не совсем точно. Существует во­прос, который так и не был разрешен к концу XIX столетия. Если попробовать вычислить поле, создаваемое всеми зарядами, включая и тот заряд, на который в свою очередь действует поле, то возникнут трудности при попытке определить, например, расстояние от заряда до него самого и последующей подстановке этой величины, равной нулю, в знаменатель. Как быть с той частью поля, которая создается зарядом и на него же действует, до сих пор не понятно. Оставим этот вопрос, загадка не раз­гадана до конца, и мы по возможности будем избегать го­ворить о ней.

**§ 2. Излучение**

Перейдем от общей картины мира к явлениям излучения. Прежде всего мы должны выбрать тот член в выражении (28.3), который спадает обратно пропорционально первой (а не второй!) степени расстояния. Оказывается, что этот член имеет столь простой вид, что если принять его в качестве закона поведения электрического поля, создаваемого движущимся зарядом на больших расстояниях, то можно излагать электродинамику и оптику на элементарном уровне. Мы временно примем этот за­кон без доказательства, а позже изучим его подробнее.

Первый член в правой части (28.3) явно обратно пропорцио­нален второй степени расстояния; легко показать, что и второй член, дающий поправку на запаздывание для первого, меняется таким же образом. Весь интересующий нас эффект заключен в третьем члене, и в общем он не так уж сложен. Этот член гово­рит нам следующее: посмотрите на заряд и заметьте направление единичного вектора (конец вектора скользит по поверхности единичной сферы). По мере движения заряда единичный вектор крутится, и его ускорение есть именно то, что нам нужно. Вот и все. Итак,

C:\Мои документы\gray.jpg(28.5)

Формула (28.5) выражает закон излучения, потому что единст­венный член, который она содержит, спадает обратно пропорционально расстоянию и, следовательно, доминирует на больших расстояниях от заряда. (Часть, меняющаяся обратно пропорцио­нально квадрату расстояния, становится настолько малой, что не представляет интереса.)

Продвинемся несколько вперед и выясним смысл формулы (28.5). Пусть заряд движется произвольным образом и мы на­блюдаем его на некотором расстоянии. Представим на минуту, что заряд «светится» (хотя именно явление света мы и должны объяснить); итак, пусть заряд есть светящаяся белая точка. Мы видим движение этой точки. Но мы не можем точно определить, как она движется в данный момент, из-за упоминавшегося уже ранее запаздывания. Имеет смысл говорить только о том, как она двигалась в более ранний момент времени. Единичный век­тор er’ направлен к кажущемуся положению заряда. Конец вектора er’, естественно, описывает некую кривую, так что ускоре­ние имеет две составляющие. Одна из них — поперечная состав­ляющая, возникающая из-за движения конца вектора вверх и вниз, а другая — радиальная, или продольная, возникающая из-за вращения конца вектора по сфере. Легко показать, что вторая составляющая много меньше первой и изменяется обрат­но пропорционально квадрату r для очень больших r. В самом деле, если отодвигать источник все дальше и дальше от точки наблюдения, колебания вектора er' будут становиться все слабее (обратно пропорционально расстоянию), а продольная соста­вляющая ускорения будет убывать еще быстрее. Поэтому для практических целей достаточно спроектировать движение заряда на плоскость, находящуюся на единичном расстоянии. В результате мы приходим к следующему правилу: пусть мы наблюдаем движущийся заряд и все, что мы видим, запаздывает во времени, т. е. мы находимся в положении художника, кото­рый рисует пейзаж на полотне, стоящем от него на расстоянии единицы длины. Конечно, художник не учитывает тот факт, что скорость света конечна, а изображает мир таким, каким он его видит. Посмотрим, что он нарисует на этой картине. Мы увидим точку (изображение заряда), движущуюся по картине. Ускоре­ние этой точки пропорционально электрическому полю. Вот и все, что нам нужно.

Таким образом, формула (28.5) дает полное и точное описа­ние процесса излучения; в ней содержатся даже все релятивист­ские эффекты. Однако часто встречается более простая ситуа­ция, когда заряды передвигаются с малой скоростью и на неболь­шие расстояния. Поскольку заряды движутся медленно, рас­стояния, которые они проходят с момента излучения, невелики, так что время запаздывания оказывается практически постоян­ным. В этом случае формула (28.5) упрощается. В самом деле, пусть заряд совершает малые смещения и находится примерно на одном и том же расстоянии от точки наблюдения. Время запаздывания на расстоянии r есть r/с. Тогда наше правило (определяю­щее поле излучения) будет выражаться так: если заряженное тело сдвигается на малые расстояния и боковое смещение есть x(t), то единичный вектор er' поворачивается на угол x/r, и поскольку r практически постоянно, то составляющая d2er'/dt2 в направлении x равна просто ускорению самой величины x в более ранний момент времени. В результате мы приходим к формуле

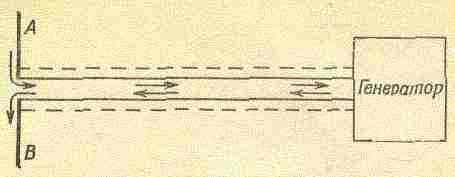
C:\Мои документы\gray.jpg(28.6)

Сюда входят только составляющая *ах*, перпендикулярная лучу зрения. Попробуем понять, почему это так. В самом деле, когда заряд движется прямо к нам или от нас, единичный вектор в направлении заряда не смещается и ускорение равно нулю. Поэтому для нас существенно только боковое движение, т. е. только та часть ускорения, которая проектируется на экран.

**§ 3. Дипольный излучатель**

Примем формулу (28.6) в качестве основного закона электро­магнитного излучения, т. е. будем считать, что электрическое поле, создаваемое нерелятивистски движущимся зарядом на дос­таточно больших расстояниях r, имеет вид (28.6). Электрическое поле обратно пропорционально r и прямо пропорционально ускорению заряда, спроектированному на «плоскость зрения», причем ускорение берется не в данный момент времени, а в более ранний (время запаздывания равно r/с). Вся оставшаяся часть главы будет посвящена приложению закона (28.6) к всевозмож­ным явлениям распространения света и радиоволн, таким, как отражение, преломление, интерференция, дифракция и рассея­ние. Закон (28.6) имеет фундаментальное значение и содержит всю необходимую для нас информацию. Остальная часть форму­лы (28.3) только декорация и нужна лишь для того, чтобы по­нять, как и почему возник закон (28.6).

В дальнейшем мы еще вернемся к формуле (28.3), а пока при­мем ее как нечто данное и отметим, что справедливость ее основывается не только на теоретических выводах. Можно при­думать целый ряд опытов, в которых проявлялось бы действие закона (28.3). Для этого необходим ускоряющийся заряд. Стро­го говоря, заряд должен быть одиночным, но, если взять боль­шое количество зарядов, движущихся одинаково, поле предста­вится суммой вкладов отдельных зарядов. Для примера рассмотрим два отрезка проволоки, присоединенных к генератору, как показано на фиг. 28.1. Суть дела в том, что генератор создает разность потенциалов или поле, которое в один момент времени выталкивает электроны из участка А и втягивает их в участок В, а через ничтожно малый промежуток времени действие поля становится обратным и электроны из В перекачиваются обратно в А!



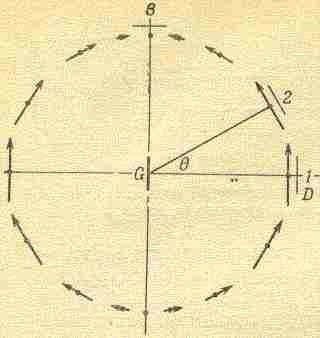
Фиг. 28.1. Высокочастотный генератор раска­чивает электроны в проволоках вверх и вниз.

Так что в этих двух проволочках заряды на участках А и В как бы ускоряются одновременно то вверх, то вниз. Две прово­локи и генератор нужны только в этом устройстве. Окончатель­ный же результат таков, что заряды ускоряются вверх и вниз так, как если бы А и В составляли один кусок проволоки. Отре­зок проволоки, длина которого очень мала по сравнению с рас­стоянием, проходимым светом за один период колебаний, назы­вается электрическим диполъным осциллятором.

Таким образом, у нас есть прибор для создания электриче­ского поля; теперь нам нужен прибор для детектирования электрического поля, но для этого можно взять то же самое уст­ройство — пару проволок А и B! Если к такому устройству при­ложить электрическое поле, возникнет сила, движущая электро­ны по обеим проволокам либо вверх, либо вниз. Это движение фиксируется с помощью выпрямителя, смонтированного между проволоками А и В, а информация передается по тонкой прово­локе в усилитель, где сигнал усиливается и воспроизводится со звуковой частотой путем модуляции радиочастот. Когда детек­тор воспринимает электрическое поле, из громкоговорителя до­носится громкий звук; если поля нет, звука не возникает.

В помещении, где мы детектируем волны, обычно находятся и другие объекты, и электрическое поле тоже раскачивает в них электроны; они колеблются вверх и вниз и в свою очередь воз­действуют на детектор. Поэтому для успешного эксперимента расстояние между источником волн и детектором не должно быть большим, чтобы снизить влияние волн, отраженных от стен и от нас самих. Таким образом, опыт может дать результаты, не вполне точно совпадающие с (28.6), но достаточные для грубой проверки нашего закона.

Включим теперь генератор и прислушаемся к звуковому сигналу. Когда детектор D находится в положении, параллель­ном генератору G в точке 1 (фиг. 28.2), мы услышим громкий сиг­нал (это характеризует большую величину поля). Ту же вели­чину поля мы найдем и для любого азимутального угла θ, полу­чаемого вращением вокруг оси G, потому что в нашем опыте ни одно азимутальное на­правление не выделено.

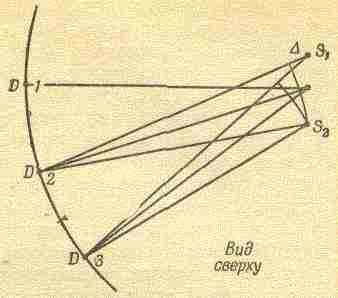


Фиг. 28.2. Измерение электри­ческого поля в точках окружности, центр которой совпадает с поло­жением линейного осциллятора.

*С другой стороны, когда детектор находится в точке 3, поле оказывается равным нулю. Так и должно быть. Согласно нашей формуле, поле пропорционально ускорению заряда, спроектированному на пло­скость, перпендикулярную лучу зрения. Когда детектор нахо­дится над генератором в точке 3, заряды движутся к детек­тору и обратно и, следовательно, поле не должно возникнуть. Итак, опыт подтверждает первое высказанное нами правило, что заряды, движущиеся в направлении D и обратно, никакого действия не оказывают. Во-вторых, из формулы следует, что поле перпендикулярно r и лежит в плоскости, построенной на векто­рах G и r; поэтому, поместив D в положение 1 и повернув на 90°, мы сигнала не услышим. Это как раз и означает, что электриче­ское поле направлено по вертикали. Если D смещено на некото­рый промежуточный угол, наиболее громкий сигнал получается при ориентации детектора, указанной на рисунке. Дело в том, что, хотя генератор G и расположен вертикально, создаваемое им поле не будет параллельно направлению самого генератора; эффект определяется составляющей ускорения, перпендикулярной лучу зрения. В положении 2 сигнал оказывается слабее, чем в положении 1 именно из-за эффекта проектирования.*

**§ 4. Интерференция**

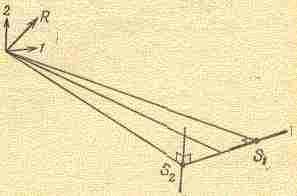
Возьмем теперь два источника, расположенных рядом, на расстоянии в несколько сантиметров один от другого (фиг. 28.3). Если оба источника присоединены к одному генератору и заряды в них движутся вверх и вниз одинаковым образом, то по прин­ципу суперпозиции действия обоих источников складываются; электрическое поле равно сумме двух слагаемых и оказывается в два раза больше, чем в предыдущем случае.



Фиг. 28.3. Интерференция полей от двух источников.

Здесь появляется интересная возможность. Пусть заряды в S1 и S2 ускоряются вверх и вниз, но в S2 движение зарядов запаздывает и сдвинуто по фазе на 180°. Тогда в один и тот же момент времени поле, создаваемое S1 будет иметь одно направ­ление, а поле, создаваемое S2,— противоположное, и, следова­тельно, в точке 1 никакого эффекта не возникнет. Относитель­ную фазу колебаний легко создать с помощью трубки, передаю­щей сигнал в S2. При изменении длины трубки меняется и время прохождения сигнала до S2, а следовательно, меняется разность фаз колебаний. Подобрав нужную длину трубки, мы можем добиться такого положения, что сигнал исчезнет, несмотря на движение зарядов в источниках S1 и S2! Излучение каждого ис­точника в отдельности легко установить, выключая один из них; тогда действие второго обнаруживается сразу. Таким об­разом, если все сделать аккуратно, оба источника в совокупности могут дать нулевой эффект.

Теперь интересно убедиться, что сложение двух полей фак­тически есть векторное сложение. Мы только что рассмотрели случай движения зарядов вверх и вниз; обратимся теперь к при­меру двух непараллельных движений. Прежде всего установим для S1 и S2 одинаковые фазы, т. е. пусть заряды движутся оди­наково. Далее повернем S1 на угол 90°, как показано на фиг. 28.4. В точке 1 произойдет сложение двух полей, одного от горизонтального источника, а другого — от вертикального.

**

Фиг. 28.4. Иллюстрация вектор­ного характера сложения полей.

Пол­ное электрическое поле представится векторной суммой двух сигналов, находящихся в одной и той же фазе; оба сигнала од­новременно проходят и через максимум и через нуль. Суммарное поле должно быть равно сигналу R, повернутому на 45°. Макси­мальный звук будет получен, если повернуть детектор D на 45°, а не в вертикальном направлении. При повороте на прямой угол по отношению к указанному направлению звуковой сиг­нал, как легко проверить, должен быть равен нулю. И действи­тельно, именно это и наблюдается!

А как быть с запаздыванием? Как показать, что сигнал дейст­вительно запаздывает? Конечно, прибегнув к большому числу сложных устройств, можно измерить время прибытия сигнала, но есть другой, очень простой способ. Обратимся снова к фиг. 28.3 и предположим, что S1 и S2 находятся в одной фазе. Оба ис­точника колеблются одинаково и создают в точке 1 равные поля. Но вот мы перешли в точку 2, которая находится ближе к S2,, чем к S1. Тогда, поскольку запаздывание определяется величи­ной r/c, при разных запаздываниях сигналы будут приходить с разными фазами. Следовательно, должна существовать такая точка, для которой расстояния от D до S1 и S2 различаются на такую величину Δ, когда сигналы будут погашаться.

В этом случае Δ должна быть равна расстоянию, проходимо­му светом за половину периода колебаний генератора. Сдвинем­ся еще дальше и найдем точку, где разность расстояний соот­ветствует полному периоду колебаний, т.е. сигнал от первой антенны достигает точки 3 с запаздыванием по сравнению с сиг­налом от второй антенны, и это запаздывание в точности равно одному периоду колебаний. Тогда оба электрических поля сно­ва находятся в одной фазе и сигнал в точке 3 опять становится сильным.

На этом закончим описание экспериментальной проверки важнейших следствий формулы (28.6). Мы, конечно, не каса­лись вопроса об электрических полях, спадающих по закону 1/r, и не учитывали, что магнитное поле сопутствует электриче­скому при распространении сигнала. Для этого требуется до­вольно сложная техника вычислений, и вряд ли это что-либо добавит к нашему пониманию вопроса. Во всяком случае, мы установили свойства, наиболее важные для последующих при­ложений, а к другим свойствам электромагнитных волн мы еще вернемся.

***Глава 29***

**[§ 1. Электромаг](#a1)****[нит­ные волны](#a1)**

**[§ 2. Энерги](#a2)****[я излучения](#a2)**

**[§ 3. Синусоидал](#a3)****[ьные волны](#a3)**

[**§ 4. Два дипол****ьных излучателя**](#a4)

[**§ 5. Математиче****ское описание интерференции**](#a5)

# ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

**§ 1. Электромагнитные волны**

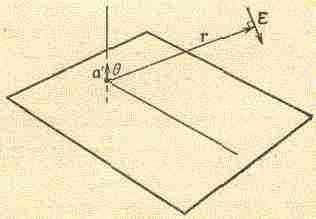
В этой главе мы будем обсуждать те же вопросы, что и в предыдущей, но с большими математическими подробностями. Качественно мы уже показали, что поле излучения двух ис­точников имеет максимумы и минимумы, и те­перь наша задача — дать математическое, а не просто качественное описание поля.

Мы вполне удовлетворительно разобрали физический смысл формулы (28.6), рассмотрим теперь некоторые ее математические черты. Прежде всего поле заряда, движущегося вверх и вниз с малой амплитудой в направлении 0 от оси движения, перпендикулярно лучу зрения и лежит в плоскости ускорения и луча зрения (фиг. 29.1). Обозначим расстояние через r, тогда в момент времени t величина электрического поля равна

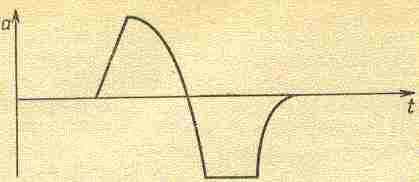
C:\Мои документы\gray.jpg(29.1)

где a*(t-r/с)* — ускорение в момент времени (t-r*/с),* или *запаздывающее* ускорение.

Интересно нарисовать картину распреде­ления поля в разных случаях. Наиболее характерный множитель в формуле (29.1) — это a (t-r/с);чтобы его понять, возьмем простейший случай θ = 90° и изобразим поле на графике.



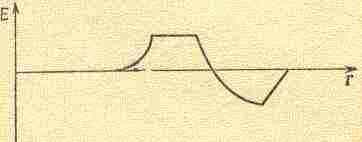
Фиг. 29.1. Напряженность поля Е, создаваемая положительным зарядом с запаздывающим ускорением а'.



Фиг. 29.2. Ускорение некоторого заряда как функция времени.

Раньше мы были заняты вопро­сом, как ведет себя поле в данной фиксированной точке пространства с течением времени. Теперь посмотрим, как выглядит поле в разных точках пространства в один и тот же момент времени. Иначе говоря, нам нужен «моментальный сни­мок» поля, из которого будет ясно, каково оно в разных местах. Разумеется, картина распределения поля зависит от ускорения заряда. Зададим характер движения заряда: пусть сначала он покоится, затем внезапно начнет определенным образом уско­ряться (как показано на фиг. 29.2) и, наконец, остановится. Затем, чуть позже, измерим поле в разных точках пространства. Мы можем утверждать, что поле будет иметь вид, приведенный на фиг. 29.3. В самом деле, поле в каждой точке определяется ускорением заряда в предыдущий момент времени, причем под словом «предыдущий» понимается r*/с* секунд назад. Чем дальше точка, тем более ранним моментом времени определяется для нее ускорение. Поэтому кривая на фиг. 29.3 в некотором смысле есть «обращенный» во времени график ускорения; время и расстояние отличаются постоянным множителем c, который часто выбирается равным единице. Этот факт легко заметить и в математической записи a(t-r/с). Ясно, что добав­ка интервала времени At и вычитание отрезка пути *Δ*r=-c*Δ*t дают одну и ту же величину a(t-r/с).

Другими словами, увеличив время на Δt, можно восста­новить значение a(t-r/с) добавлением отрезка *Δ*r= с*Δ*t, т. е. поле распространяется со временем как волна, *уходящая от источника.* Вот почему иногда говорят, что свет движется как волна. Можно также сказать, что поле запаздывает во времени, или иначе, что поле распространяется вширь с течением вре­мени.

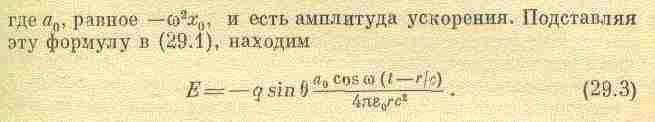


Фиг. 29.3. Электрическое поле как функция положения точки на­блюдения спустя некоторый про­межуток времени.

Множителем 1/r пренебрегаем.

Особый интерес представляет случай периодических коле­баний заряда q. В опыте, рассмотренном в гл. 28, смещение за­рядов x в момент t равнялось некоторой константе х0, амплитуде колебаний, умноженной на cosωt. Ускорение в этом случае равно

C:\Мои документы\gray.jpg(29.2)

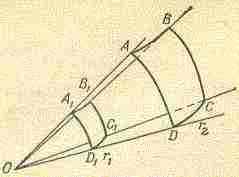
**

Отвлечемся пока от угла θ и постоянных и посмотрим, как ведет себя *Е* (29.3) в зависимости от времени или координат.

**§ 2. Энергия излучения**

Как мы уже говорили, в любой момент времени и в любой точке пространства напряженность поля меняется обратно пропорционально расстоянию r*.* Следует заметить, что *энергия,* несомая волной, и любые энергетические характеристики элек­трического поля пропорциональны *квадрату* поля. Пусть, на­пример, заряд или осциллятор находится в электрическом поле и под влиянием поля начинает двигаться. Для линейного осцил­лятора смещение, ускорение и скорость, возникающие под дей­ствием поля, прямо пропорциональны величине поля. Поэтому кинетическая энергия заряда пропорциональна *квадрату* поля. Мы примем, что энергия, которую поле может передать какой-либо системе, пропорциональна квадрату поля.

Отсюда следует, что энергия, получаемая в данном месте от источника поля, уменьшается по мере удаления от источника, точнее, она падает обратно пропорционально квадрату расстоя­ния. Существует очень простая интерпретация этого факта: соберем энергию волны, попадающую в конус с вершиной в ис­точнике, сначала на расстоянии r1 (фиг. 29.4), а затем на расстоя­нии r2; тогда количество энергии, падающее на единичную пло­щадку, обратно пропорционально квадрату расстояния r, а площадь поверхности внутри конуса растет прямо пропорцио­нально квадрату расстояния r от поверхности до вершины ко­нуса. Таким образом, на каком бы расстоянии от вершины конуса мы ни находились, энергия, проходящая внутри конуса, одна и та же! В частности, если окружить источник со всех сто­рон поглощающими осцилляторами, то полное количество энер­гии, поступающее в них от волны, будет постоянным, незави­симо от расстояния до источника.



Фиг. 29.4. Количество энергии, протекающей внутри конуса OABCD, не зависит от расстоя­ния r, на котором оно измеряется.

Закон спадания поля Е как 1/r эквивалентен утверждению, что имеется поток энергии, ко­торый нигде не теряется; при этом энергия распространяется на все большие и большие области пространства. Таким образом, заряд, колеблясь, безвозвратно теряет энергию, уходящую все дальше и дальше. Заряд не может вернуть излученную энергию с тех расстояний, где применимо наше рассмотрение; для доста­точно больших расстояний от источника вся излученная энер­гия уходит прочь. Конечно, энергия не исчезает бесследно и ее можно поглотить с помощью других систем. Потери энергии на излучение мы будем изучать в гл. 32.

Рассмотрим теперь более подробно волны вида (29.3) как функции времени в данном месте и как функции расстояния в данный момент времени. Как и раньше, будем отвлекаться от постоянных множителей и множителя 1/r.

**§ 3. Синусоидальные волны**.

Зафиксируем вначале r и рассмотрим поле как функцию времени. Получается функция, которая осциллирует с угловой частотой ω. Угловую частоту со можно определить как скорость изменения фазы со временем (радианы в секунду). Эта величина нам уже знакома. Период есть время одного колебания, одного полного цикла; он равен 2π/ω, так как произведение ω и периода есть полный период косинуса.

*Введем новую величину, которая очень часто используется в физике. Она возникает в другой ситуации, когда t фиксиро­вано и волна рассматривается как функция расстояния r. Легко увидеть, что как функция r волна (29.3) тоже осциллирует. Если отвлечься от множителя 1/r, то мы видим, что Е тоже осцилли­рует, когда мы меняем положение. Тогда по аналогии с ω введем*

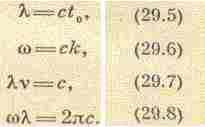
так называемое *волновое число* и обозначим его через k. Оно опре­деляется как *скорость изменения фазы с расстоянием* (радианы на метр). Время при таком изменении остается фиксированным. Роль периода здесь играет другая величина, ее можно было бы назвать периодом в пространстве, однако ее обычное назва­ние — длина волны, а обозначается она буквой λ*.* Длина волны есть расстояние, на котором колебание поля совершает один полный цикл. Легко видеть, что длина волны равна 2π/k,потому что *k,* умноженное на длину волны, равно полному периоду ко­синуса. Итак, соотношение kλ=2π полностью аналогично

ωt*0*=2π.

В нашем конкретном случае между частотой и длиной волны имеется определенная связь, однако приведенные выше опре­деления k и ω носят совершенно общий характер и применимы также в тех физических условиях, когда никакого соотношения между этими величинами нет. Для рассматриваемой нами волны скорость изменения фазы с расстоянием найти легко. В самом деле, запишем выражение для фазы ϕ=ω(t-r/с) и возьмем частную производную по r

C:\Мои документы\gray.jpg(29.4)

Это соотношение можно записать разными способами:



Почему длина волны оказывается равной периоду, умножен­ному на c? Очень просто. Дело в том, что за время, равное одному периоду, волны, двигаясь со скоростью с, пройдут расстояние ct0*,* а, с другой стороны, это расстояние должно быть равно длине волны.

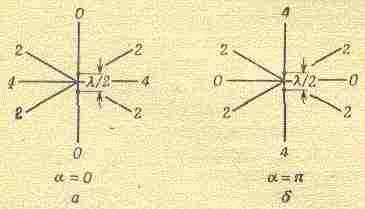
В других физических явлениях, когда приходится иметь дело не со светом, такого простого соотношения между *k* и ω может и не быть. Пусть волна движется вдоль оси x*,* тогда распространение синусоидальной волны с частотой ω и волновым числом *k* описывается общей формулой вида sin(ωt-*kx).*

Введенное понятие длины волны позволяет уточнить пределы применимости формулы (29.1). Напомним, что поле складывается из нескольких частей: одна из них спадает как 1/r*,* другая — как 1/r2, а остальные падают с расстоянием еще быстрее. Имеет смысл выяснить: когда часть, спадающая по закону 1/r*,* наибо­лее существенна, а остальными можно пренебречь? Естественно ответить: «Когда мы отойдем достаточно далеко от источника, потому что член 1/г2 будет мал по сравнению с членом 1/r». Но что значит «достаточно далеко»? В общих чертах ответ таков: все остальные члены имеют порядок величины λ/rпо сравнению с первым членом 1/г. Так что когда мы находимся на расстоянии нескольких длин волн от источника, формула (29.1) описывает поле в хорошем приближении. Область, удаленную от источника на расстояние, превышающее несколько длин волн, иногда называют «волновой зоной».

**§ 4. Два дипольных излучателя**

Рассмотрим теперь результирующее поле, которое возникает при одновременном действии двух осцилляторов. В предыдущей главе уже разбиралось несколько наиболее простых случаев. Мы дадим сначала качественную картину явления, а затем опи­шем те же эффекты с количественной точки зрения. Возьмем простейший случай, когда осцилляторы и детектор расположены в одной горизонтальной плоскости, а колебания осцилляторов происходят в вертикальном направлении.

На фиг. 29.5,а показан вид обоих осцилляторов сверху; в данном случае расстояние между ними в направлении север — юг равно половине длины волны и колеблются они в одной фазе, т.е. разность фаз осцилляторов равна нулю. Нас интересует интенсивность излучения в разных направлениях. Под интен­сивностью мы подразумеваем количество энергии, проходящей мимо нас в 1 *сек;* оно пропорционально квадрату напряженности поля, усредненному по времени. Так, для определения яркости света нужно взять квадрат напряженности электрического поля, а не саму напряженность. (Напряженность электрического поля характеризуется силой, с которой поле действует на неподвиж­ный заряд, а количество энергии, проходящей через некоторую площадку, пропорционально квадрату напряженности поля и измеряется в ваттах на квадратный метр. Коэффициент пропорциональности будет выведен в следующей главе.)



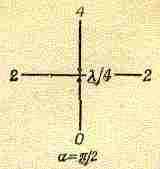
*Фиг. 29.5. Зависимость интен­сивности излучения двух диполей, находящихся на расстоянии в по­ловину длины, волны, от направле­ния излучения.*

*a* —*диполи в фазе (α=0);* 6 — диполи в *противофаэе* (*α*=π).

Если мы на­ходимся к западу от системы осцилляторов, к нам от обоих осцил­ляторов приходят поля, одинаковые по величине и с одной фа­зой, так что суммарное электрическое поле в два раза больше поля отдельного осциллятора. Следовательно, *интенсивность будет в четыре раза больше интенсивности, возникающей от действия только одного осциллятора.* (Числа на фиг. 29.5 ука­зывают интенсивность, причем за единицу измерения выбрана интенсивность излучения одного осциллятора, помещенного в начале координат.) Пусть теперь поле измеряется в северном или южном направлении, вдоль линии осцилляторов. Поскольку расстояние между осцилляторами равно половине длины волны, их поля излучения различаются по фазе ровно на полцикла, а следовательно, суммарное поле равно нулю. Для промежуточ­ного угла (равного 30°) интенсивность равна 2, т. е., уменьшаясь, интенсивность последовательно принимает значения 4, 2, 0 и т. д. Нам нужно научиться находить интенсивность для разных углов. По существу, это сводится к задаче о сложении двух ко­лебаний с разными фазами.

Давайте коротко рассмотрим еще несколько интересных случаев. Пусть расстояние между осцилляторами, как и раньше, равно половине длины волны, но колебания одного осциллятора отстают по фазе от колебаний другого на половину периода (см. фиг. 29.5, *б).* Интенсивность в горизонтальном направле­нии (западном или восточном) обращается в нуль, потому что один осциллятор «толкает» в одном направлении, а другой — в обратном. В северном направлении сигнал от ближайшего осциллятора приходит на полпериода раньше сигнала от даль­него осциллятора. Но последний запаздывает в своих колебаниях *как раз на полпериода,* так что оба сигнала приходят *одновре­менно,* и интенсивность в северном направлении равна 4. Интен­сивность под углом 30°, как будет показано позже, снова равна 2.

Теперь мы подошли к одному интересному свойству, весьма полезному на практике. Заметим, что фазовые соотношения меж­ду осцилляторами используются при передаче радиоволн. До­пустим, мы хотим направить радиосигнал на Гавайские острова. Используем для этого систему антенн, расположенную так, как показано на фиг. 29.5, а, и установим между ними нулевую разность фаз. Тогда максимальная интенсивность будет идти как раз в нужном направлении, поскольку Гавайские острова лежат на западе от США. На следующий день мы решим переда­вать сигналы уже в Канаду. А поскольку Канада находится на севере, нам надо только изменить знак одной из антенн, чтобы антенны находились в противофазе, как на фиг. 29.5, б, и передача пойдет на север. Можно придумать разные устройства системы антенн



Фиг. 29.6. Две диполъные антен­ны, дающие максимум излучения в одном направлении.

Наш способ—один из самых простых; мы можем значительно усложнить систему и, выбрав нужные фазовые соотношения, послать пучок с максимальной интенсивностью в требуемом направлении, даже не сдвинув с места ни одну из антенн! Однако в обеих радиопередачах мы затрачивали много энергии зря, она уходила в прямо противоположном направ­лении; интересно знать, есть ли способ посылать сигналы только в одном направлении? На первый взгляд кажется, что пара антенн такого типа будет всегда излучать симметрично. На самом деле картина гораздо разнообразнее; рассмотрим для при­мера случай несимметричного излучения двух антенн.

Пусть расстояние между антеннами равно четверти длины волны и северная антенна отстает от южной по фазе на четверть периода. Что у нас тогда получится (фиг. 29.6)? Как мы дальше покажем, в западном направлении интенсивность равна 2. В южном направлении получится нуль, потому что сигнал от северного источника N приходит на 90° позже сигнала от южного источника S и, кроме того, он отстает по фазе еще на 90°; в ре­зультате полная разность фаз есть 180° и суммарный эффект равен нулю. В северном направлении сигнал от источника N приходит на 90° раньше сигнала от S, поскольку источник N на четверть волны ближе. Но разность фаз равна 90° и компен­сирует задержку во времени, поэтому оба сигнала приходят с одной фазой, что дает интенсивность, равную 4.

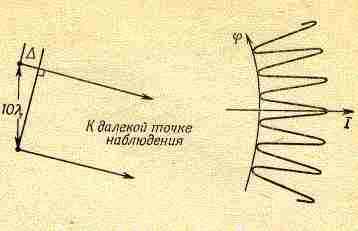
Таким образом, проявив некоторую изобретательность в расположении антенн и выбрав нужные сдвиги фаз, можно на­править энергию излучения в одном направлении. Правда, энер­гия будет

все-таки испускаться в довольно большой интервал углов. А можно ли сфокусировать излучение в более узкий ин­тервал углов? Обратимся снова к передаче волн на Гавайские острова; там радиоволны шли на запад и на восток в широком диапазоне углов и даже на угол 30° интенсивность была все­го вдвое меньше максимальной, энергия расходовалась впу­стую.

Можно ли улучшить это положение? Рассмотрим случай, когда расстояние между источниками равно десяти длинам волн (фиг. 29.7), а разность фаз колебаний равна нулю. Это ближе к ситуации, описанной ранее,

когда мы экспериментировали с интервалами, равными нескольким длинам волн, а не малым

долям длины волны.

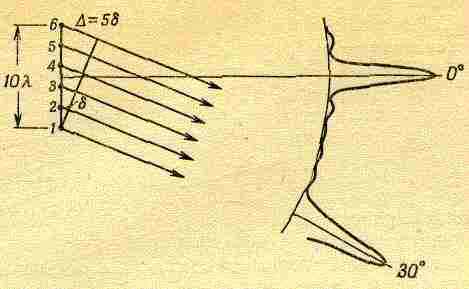


Фиг. 29.7. Распределение интен­сивности двух диполей, находя­щихся на расстоянии 10λ друг от друга.

Здесь иная картина.

Если расстояние между источниками равно десяти длинам волн (мы выбираем более легкий случай, когда они находятся в фазе), то в западном и восточном направлениях интенсивность максимальна и равна 4. Если же сдвинуться на небольшой угол, разность фаз станет равной 180° и интенсивность обратится в нуль. Более строго: если мы проведем прямые от каждого осцил­лятора до точки наблюдения и вычислим разность расстояний до осцилляторов Δ, причем Δ окажется равным λ/2, то оба сигнала будут в противофазе и суммарный эффект равен нулю. Этому на­правлению отвечает первый нуль на фиг. 29.7 (масштаб на рисун­ке не выдержан, это, по существу, грубая схема). Это означает, что мы получаем узкий луч в нужном направлении; если же мы чуть сдвигаемся в сторону, интенсивность исчезает. Для прак­тических целей, к сожалению, такие передающие системы имеют существенный недостаток: при некотором угле расстояние Δ может стать равным λ и тогда оба сигнала снова окажутся в фазе! В результате получается картина с чередующимися мак­симумами и минимумами, точь-в-точь как в гл. 28 для расстоя­ния между осцилляторами, равного 2,5λ.

Как избавиться от всех лишних максимумов? Существует довольно интересный способ устранения нежелательных макси­мумов. Поместим между нашими двумя антеннами целый ряд других (фиг. 29.8). Пусть расстояние между крайними по-прежнему равно 10λ, а через каждые 2λ поставим по антенне и настроим все антенны на одну фазу. Всего у нас будет, таким образом, шесть антенн, и интенсивность в направлении запад — восток, конечно, сильно возрастет по сравнению с интенсивностью от одной антенны. Поле увеличится в шесть раз, а интенсивность, определяемая квадратом поля,— в трид­цать шесть раз. Поблизости от направления запад — восток, как и раньше, возникнет направление с нулевой интенсив­ностью, а дальше, там, где мы ожидали увидеть высокий мак­симум, появится всего лишь небольшой «горб». Попробуем разобраться, почему так происходит.



Фиг. 29.8. Устройство из шести дипольных антенн и часть распределения интенсивности его излучения.

Причина появления максимума, казалось бы, по-прежнему существует, поскольку Δ может равняться длине волны, и осцилляторы 1 и 6, находясь в фазе, взаимно усиливают свои сигналы. Но осцилляторы 3 и 4 оказываются не в фазе с осцилля­торами 1 и 6, отличаясь от них по фазе приблизительно на поло­вину длины волны, и вызывают обратный эффект по сравнению с этими осцилляторами. Поэтому интенсивность в данном на­правлении оказывается малой, хотя и не равной точно нулю. В результате возникает мощный луч в нужном направлении и ряд небольших побочных максимумов. Но в нашем частном примере есть одна добавочная неприятность: поскольку расстоя­ние между соседними диполями равно 2 λ, можно найти угол, для которого разность хода σ лучей от соседних диполей в точ­ности равна длине волны. Сигналы от соседних осцилляторов будут отличаться на 360°, т. е. снова окажутся в фазе, и в этом направлении мы получим еще один мощный пучок радиоволн! На практике этого эффекта легко избежать, если выбрать расстояние между осцилляторами меньше одной длины волны. Само же возникновение добавочных максимумов при расстоя­нии между осцилляторами более одной длины волны очень ин­тересно и важно, но не для передачи радиоволн, а для дифракционных решеток.

**§ 5. Математическое описание интерференции**

*Мы рассматривали излучение диполей с качественной точки зрения, теперь рассмотрим количественную картину. Найдем прежде всего суммарное поле от двух источников в самом общем случае, когда разность фаз а и силы осцилляторов a1 и А2 произвольны; для этого необходимо сложить два косинуса с одинаковой частотой, но разными фазами. Разность фаз находится весьма просто: она складывается из разности, возникаю­щей за счет неодинакового удаления точки наблюдения от обоих источников, и внутренней, заданной разности фаз колебаний. Выражаясь математически, нам необходимо сложить две волны: R=a[cos(ωt+ϕ1)+А2cos (ωt+ϕ2). Как это сделать?*

Каждый, вероятно, сумеет провести это сложение, но тем не менее проследим за ходом вычислений. Прежде всего, если мы разбираемся в математике и достаточно ловко управляемся с синусами и косинусами, эту задачу легко решить. Самый про­стой случай, когда амплитуда a1 равна А2 , и пусть обе они обозначаются через А. В этих условиях (назовем это тригоно­метрическим методом решения задачи) мы имеем

C:\Мои документы\gray.jpg(29.9)

На уроках тригонометрии вы, вероятно, доказывали равенство

C:\Мои документы\gray.jpg(29.10)

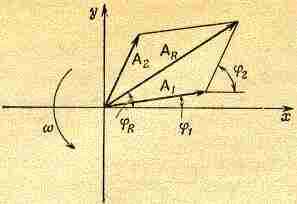
Если это нам известно, то мы немедленно получаем R:

C:\Мои документы\gray.jpg(29.11)

Итак, мы снова получили синусоидальную волну, но с новой фазой и новой амплитудой. Вообще результат сложения двух синусоидальных волн *есть* синусоидальная волна с новой ам­плитудой A*R ,* называемой результирующей амплитудой, и но­вой фазой ϕR, называемой результирующей фазой. В нашем частном случае результирующая амплитуда равна

C:\Мои документы\gray.jpg(29.12)

а результирующая фаза есть арифметическое среднее обеих фаз. Таким образом, поставленная задача полностью решена. Предположим теперь, что мы забыли формулу сложения ко­синусов. Тогда можно применить другой метод решения — гео­метрический. Косинус, зависящий от ωt, можно представить в виде горизонтальной проекции некоторого *вращающегося век­тора.* Пусть имеется вектор А1, вращающийся с течением вре­мени; длина его равна a1*, a* угол с осью абсцисс равен ωt+ϕ1. (Мы пока опустим слагаемое ω*t;* как мы увидим, при выводе это не играет роли.) Сделаем моментальный снимок векторов в момент времени *t*=0, помня, что на самом деле вся схема вращается с угловой скоростью ω (фиг. 29.9). Проекция a1 на ось абсцисс в точности равна a1cos (ωt+ϕ1). В момент времени t*=*0 вторая волна представляется вектором А2, длина которого равна a2*,* а его угол с осью абсцисс равен ϕ2, причем он тоже вращается с течением времени.



*Фиг. 29.9. Геометрический способ сложения двух косинусоидаль­ных волн.*

*Чертеж вращается со скоростью ω против часовой стрелки.*

Оба вектора вращаются с одинаковой угловой скоростью ω, и их *относительное* распо­ложение неизменно. Вся система вращается жестко, подобно твердому телу.

Горизонтальная проекция А2 равна *A*2*cos(*ω*t* + ϕ2). Из векторного анализа известно, что при сложении двух векторов по правилу параллелограмма образуется новый, ре­зультирующий вектор АR, причем

x-компонента его есть сумма х-компонент слагающих векторов. Отсюда получаем решение нашей задачи. Легко проверить, что получается правильный ответ в нашем частном случае a1*=А*2*=А.* Действительно, из фиг. 29.9 очевидно, что *AR* лежит посредине между a1 и А2 и составляет угол 1/2 (ϕ2-ϕ1) с каждым из них. Следовательно, A*R = 2А*cos1/2 (ϕ2-ϕ1), что совпадает с прежним результатом. Кроме того, в случае А1-*А*2фаза AR есть среднее от фаз a1 и А2. Для неравных *A*1и А*2* задача решается столь же просто. Мы можем назвать это *геометрическим* решением задачи.

Существует еще один метод решения задачи, его можно было бы назвать *аналитическим.* Вместо того чтобы рисовать схему, подобную приведенной на фиг. 29.9, напишем выраже­ния, имеющие тот же смысл, что и чертеж, и сопоставим каж­дому вектору *комплексное число.* Действительные части этих комплексных чисел отвечают реальным физическим величинам. В нашем конкретном случае волны записываются следующим образом: A1ехр[i(ωt+ϕ1)] [действительная часть этого равна a1cos(ωt+ϕ1)] и A2ехр[i(ωt-+ϕ2)]. Сложим обе волны:

C:\Мои документы\gray.jpg(29.13)

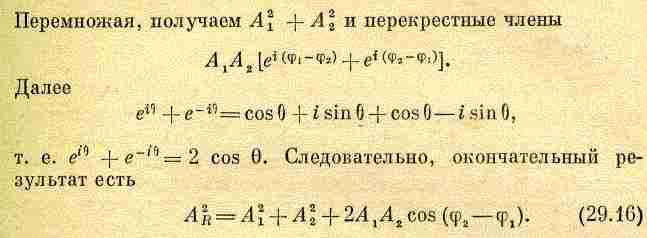
C:\Мои документы\gray.jpg(29.14)

Задача, таким образом, решена, так как мы имеем окончатель­ный результат в виде комплексного числа с модулем *A*Rи фа­зой ϕR.

Для иллюстрации аналитического метода найдем амплитуду АR *,* т. е. «длину» *R.* «Длина» комплексного числа в квадрате есть само комплексное число, умноженное на сопряженное ему.

Комплексное сопряжение состоит в изменении знака i *.* Отсюда получаем

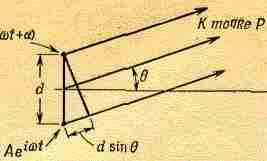
C:\Мои документы\gray.jpg(29.15)



(С помощью формул тригонометрии легко установить совпаде­ние получаемого результата с длиной *A*Rна фиг. 29.9.)

Итак, суммарная интенсивность складывается из члена А12, возникающего от действия только первого источника, интенсив­ности А22*,* равной интенсивности второго источника, и еще дополнительного члена. Этот дополнительный член мы назовем *эффектом интерференции.* Он представляет собой разность между истинным результатом сложения и суммой интенсивностей. Интерференционный член может быть как положительным, так и отрицательным. [Интерференция (interference) в англий­ской разговорной речи означает возражение, помеху, но в фи­зике слова часто теряют первоначальный смысл и употребляются совсем в другом значении!] Если интерференционный член по­ложителен, мы будем говорить о *конструктивной* интерферен­ции (буквальный смысл этого выражения покажется ужасным всем, кроме физиков!). В противном случае мы говорим о *дест­руктивной* интерференции.

Посмотрим теперь, как применить нашу общую формулу (29.16) для сложения полей излучения двух осцилляторов к тем частным случаям, которые мы уже качественно обсуждали. Для этого необходимо лишь вычислить разность фаз ϕ1 -ϕ2 двух сигналов, приходящих в данную точку пространства. (Эффект, разумеется, связан с разностью фаз, а не с их абсолютными зна­чениями.) Рассмотрим случай, когда два осциллятора с равными амплитудами и с относительной фазой колебаний а (когда коле­бания одного имеют фазу нуль, фаза другого равна а) располо­жены на расстоянии *d* друг от друга. Будем искать интенсив­ность под углом θ к линии запад — восток. [Заметьте, что этот угол не имеет *ничего общего* с углом θ в формуле (29.1).] Разность расстояний от точки Рдо осцилляторов равна dsinθ (фиг. 29.10), поэтому разность фаз, возникающая по этой причине, равна числу длин волн, заключенных на отрезке *d*sinθ, умноженному на 2π.



*Фиг. 29.10. Два осциллятора, обладающие одинаковой амплиту­дой и разностью фаз α.*

(Более подготовленный читатель, вероятно, умножил бы волновое число k, т. е. скорость изменения фазы с расстояни­ем, на *d* sin 0, результат получится тот же самый.) Разность фаз, возникающая из-за разности хода лучей, есть, таким обра­зом, (2πdsinθ)/λ, но из-за относительного запаздывания осцилляторов возникает дополнительная разность фаз α. Отсюда пол­ная разность фаз двух волн в точке наблюдения равна

C:\Мои документы\gray.jpg(29.17)

Это выражение охватывает все случаи. Теперь остается только подставить его в (29.16) и положить a1=А2; получится фор­мула, с помощью которой можно вывести все результаты для двух антенн одинаковой интенсивности.

Рассмотрим частные случаи. Например, на фиг. 29.5 мы полагали, что интенсивность на угол 30° равна 2. Откуда это получается? Осцилляторы находятся на расстоянии X*/2,* следо­вательно, для угла 30° dsinθ=λ/4, отсюда ϕ2-ϕ1=2πλ/4λ=π/2 и интерференционный член равен нулю. (Происходит сло­жение двух векторов, направленных под углом 90" друг к дру­гу.) Сумма векторов есть гипотенуза прямоугольного равнобед­ренного треугольника, она в √2раз больше каждой амплитуды. Следовательно, интенсивность в 2 раза больше интенсивности каждого источника в отдельности. Все остальные примеры исследуются точно таким же способом.

**Глава 30**

***ДИФРАКЦИЯ***

**[§ 1. Результирующее поле n о](#a1)****[динаковых осцилляторов](#a1)**

[**§ 2. Д****ифракционная р****ешетка**](#a2)

[**§ 3. Разрешаю****щая** **способность дифракционной решетки**](#a3)

[**§ 4. Парабо****ли****ческая антенна**](#a4)

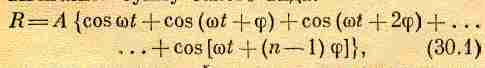
[**§ 5. Окра****шенн****ые пленки; кристаллы**](#a5)

[**§ 6. Дифр****акция на н****епрозрач­ном экране**](#a6)

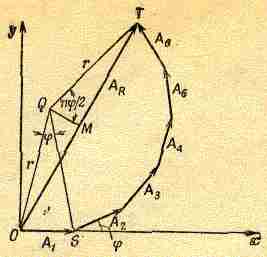
[***§ 7. Поле сист******емы осц******илляторов, расп******оложенных на плоскости***](#a7)

**§ 1. Результирующее поле n одинаковых осцилляторов**

Настоящая глава — непосредственное про­должение предыдущей, хотя название *«Интерференция»* здесь заменено словом *«Дифракция».* До сих пор никому не удалось удовлетворитель­ным образом определить разницу между дифрак­цией и интерференцией. Дело здесь только в привычке, а существенного физического раз­личия между этими явлениями нет. Единствен­ное, что можно сказать по этому поводу,— это следующее: когда источников мало, например два, то результат их совместного действия обыч­но называют интерференцией, а если источников много, то чаще говорят о дифракции. Поэтому мы не будем утруждать себя вопросом — ин­терференция это или дифракция, а просто про­должим наше обсуждение с того места, где мы остановились в предыдущей главе.

Обсудим теперь случай, когда имеется n осцилляторов, расположенных на равных рас­стояниях один от другого и обладающих рав­ными амплитудами, но разными фазами созда­ваемых ими полей. Разность фаз создается либо из-за выбора определенных фазовых сдвигов колебаний осцилляторов, либо потому, что мы находимся под углом к осцилляторам и возни­кает разность хода лучей. Независимо от при­чины возникновения разности фаз необходимо вычислить сумму такого вида:

где ϕ — разность фаз соседних осцилляторов для некоторого направления лучей. В данном частном случае ϕ=α+2πd1/2sinθ. Вычислим сумму R. Для этого воспользуемся геометрическим способом сложения. Длина первого слагаемого А,а его фаза равна нулю; длина второго также *А,* а фаза его равна ϕ. Следующее слагаемое имеет снова длину *А* и фазу, равную 2ϕ, и т. д. В конце концов получается часть правильного много­угольника с nсторонами (фиг. 30.1).



*Фиг. 30.1. Результирующая ам­плитуда шести аквидистантных источников при разности фаз* ϕ *между каждыми двумя соседними источниками.*

C:\1\pic\gray.jpgВершины многоугольника лежат, конечно, на окружности, и чтобы легче было определить результирующую амплитуду, найдем радиус этой окружности. Пусть *Q* есть ее центр. Тогда угол *OQS* равен как раз фазе ϕ (поскольку радиус *QS* образует с А2 такой же угол, как *QO* с a1). Следовательно, радиус rдол­жен удовлетворять равенству *А = 2r*sinϕ/2, откуда мы и на­ходим величину r*.* Далее, большой угол *OQT* равен nϕ*;* следо­вательно, *A*R*=2r*sinnϕ/2. Исключая из обоих равенств г, получаем

(30.2)

C:\1\pic\gray.jpgТаким образом, суммарная интенсивность оказывается равной

(30.3)

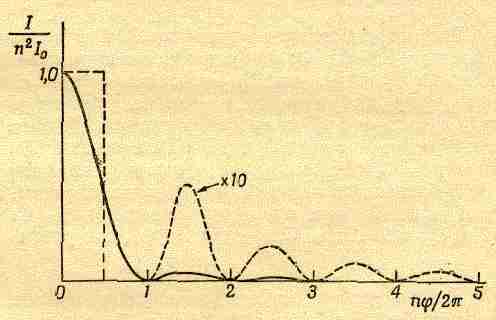
Проанализируем это выражение и обсудим вытекающие из него следствия. Прежде всего, положив n =1, получим, как и следовало ожидать, I = I0. Проверим формулу для n=2: с помощью соотношения sinϕ=2sin ϕ/2cosϕ/2 сразу находим *АR = 2Acos*ϕ/2, что совпадает с (29.12).

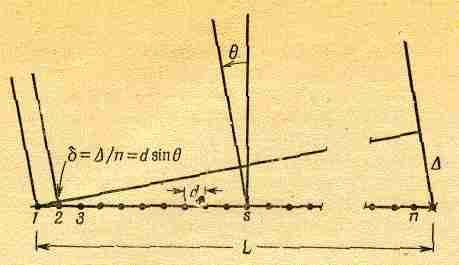
Мы вынуждены рассматривать сложение полей от многих источников потому, что в этом случае интенсивность в одном направлении получается много больше, чем в соседних, т. е. все побочные максимумы интенсивности оказываются гораздо меньше основного. Чтобы понять этот факт, начертим кривую соответствующую выражению (30.3) для больших nи ϕ, близ­ких к нулю. Прежде всего, когда ϕ точно равно нулю, мы полу­чаем отношение О/О, но фактически для бесконечно малых ϕ отношение синусов равно n2, так как синус можно заменить его аргументом. Таким образом, максимум кривой в n*2* раз больше интенсивности одного осциллятора. Этот результат легко по­нять, поскольку при нулевой разности фаз все *n* маленьких векторов складываются в один вектор, в nраз больший исход­ного, а интенсивность увеличивается в n2 раз.

С ростом фазы ϕ отношение двух синусов падает и обращается в нуль в первый раз при nϕ/2 = π, поскольку sinπ=0. Дру­гими словами, значение ϕ=2π*/n* отвечает первому минимуму кривой (фиг. 30.2). С точки зрения векторов на фиг. 30.1 первый минимум возникает в том случае, когда стрелки векторов воз­вращаются в исходную точку, при этом полная разность фаз от первого до последнего осциллятора равна 2л.

Перейдем к следующему максимуму и покажем, что он дей­ствительно, как мы и ждали, много меньше первого. Для точ­ного определения положения максимума необходимо учитывать, что и числитель, и знаменатель в (30.3) оба меняются с измене­нием ϕ. Мы не станем этого делать, поскольку при большом n sinϕ/2 меняется медленнее sinϕ/2 и условие sinϕ/2 =1 дает положение максимума с большой точностью. Макси­мум sin2nϕ/2 достигается при nϕ/2=Зπ/2 или ϕ= Зπ/n. Это озна­чает, что стрелки векторов описывают полторы окружности.

Подставляя ϕ=3π/n, получаем sin23π/2=l в числителе (30.3) (с этой целью и был выбран угол ϕ) и sin23n/2n в знамена­теле. Для достаточно большого *n* можно заменить синус его аргументом: sin Зπ/2n =3π/2n. Отсюда интенсивность во втором максимуме оказывается равной I=I0 (4n2/9π2). Но n2I0 — не что иное, как интенсивность в первом максимуме, т. е. интенсив­ность второго максимума получается равной 4/9π2 от максималь­ной, что составляет 0,047, или меньше 5%! Остальные макси­мумы, очевидно, будут еще меньше. Таким образом, возникает очень узкий основной максимум и очень слабые дополнительные максимумы по обе стороны от основного.



*Фиг. 30.2. Зависимость интенсивности от фазово­го угла для большого числа осцилляторов с одинаковыми амплитудами.*

*Фиг. 30.3. Устройство из n одинаковых осцил­ляторов, расположенных на линии. Фаза колебания* s-го *осциллятора равна as*=sa.

Можно показать, что площадь под кривой интенсивности, включая все максимумы, равна 2πnI0 и в два раза превышает площадь пунктирного прямоугольника на фиг. 30.2.

Посмотрим теперь, что дает формула (30.3) в приложении к разным случаям. Пусть источники расположены на одной ли­нии, как показано на фиг. 30.3. Всего имеется nисточников на расстоянии d друг от друга, и сдвиг фазы между соседними источ­никами выбран равным *а.* Тогда для лучей, распространяющихся в заданном направлении Э, отсчитываемом от нормали, вследст­вие разности хода лучей от двух соседних источников возникает

C:\1\pic\gray.jpgдополнительный сдвиг фазы 2πd(1/λ)sinθ. Таким образом,

(30.4)

Рассмотрим сначала случай α=0. Все осцилляторы колеб­лются с одной фазой; требуется найти интенсивность их излуче­ния как функцию угла В. Подставим с этой целью *ϕ=kdsin*θ в формулу (30.3) и посмотрим, что получится в результате. Пре­жде всего, при ϕ=0 возникает максимум. Значит, осцилляторы, колеблющиеся с одной фазой, дают мощное излучение в направ­лении 0 =0. Интересно узнать, где находится первый минимум.

C:\1\pic\gray.jpgОн возникает при ϕ=2π/n; другими словами, первый мини­мум кривой интенсивности определяется из соотношения (2πd/λ)sinθ*=2*π*/n.* Сокращая на 2π, получаем

(30.5)

Теперь разберем с физической точки зрения, почему мини­мум возникает именно в этом месте. В этом выражении *nd* есть полная длина *L* нашей системы осцилляторов. Обращаясь к фиг. 30.3, мы видим, что ndsinθ*=L*sinθ=Δ. Формула (30.5) подсказывает нам, что минимум возникает при Δ, равном *одной длине волны.* Но почему минимум получается при Δ = λ? Дело в том, что поля от отдельных осцилляторов равномерно распределены по фазе от 0 до 360°. Стрелки (см. фиг. 30.1) опи­сывают полную окружность; мы складываем равные векторы, имеющие произвольные направления, а в этом случае сумма равна нулю. Вот при таких значениях угла, когда Δ=λ, воз­никает минимум. Это и есть первый минимум.

Формула (30.3) имеет еще одну важную особенность: при уве­личении угла ϕ на число, кратное 2π, значение интенсивности не меняется. Поэтому для ϕ =2π, 4π, 6π и т. д. также возникают резкие и высокие максимумы. Вблизи этих максимумов интен­сивность повторяет свой ход (см. фиг. 30.2). Зададимся вопро­сом, в силу каких геометрических соотношений возникают дру­гие максимумы? Условие появления максимума записывается в виде ϕ==2πm, где m *—* любое целое число. Отсюда получаем (2πd/λ)sinθ=2πm. Сокращая на 2π, получаем

dsinθ *= m*λ*.* (30.6)

Это соотношение очень похоже на формулу (30.5). Однако там было nd*sin*θ=λ.Разница в том, что здесь нужно взять каж­дый *отдельный источник* и выяснить, что для него означает условие n*dsin*θ*=m*λ*;* угол θ здесь таков, что разность хода δ *=т*λ*.* Другими словами, волны, идущие от источников, раз­личаются по фазе на величину, кратную 360°, и, следовательно, все находятся *в фазе.* Поэтому при сложении волн возникает столь же высокий максимум, как и в рассмотренном ранее слу­чае *т* =0. Побочные максимумы и весь ход интенсивности здесь такие же, как в случае ϕ =0. Таким образом, наша система посы­лает пучки лучей в разных направлениях, причем каждый пу­чок имеет высокий центральный максимум и ряд слабых боко­вых. Главные (центральные) максимумы в зависимости от вели­чины *т* называются максимумами нулевого, первого и т. д. порядков; *т* называют *порядком* максимума.

Обратите внимание на такой факт: если *d* меньше *λ,* то фор­мула (30.6) имеет единственное решение при *т* =0. Поэтому для малого расстояния между источниками возникает один-един­ственный пучок, сконцентрированный около θ=0. (Разумеется, есть еще пучок в обратном направлении.) Чтобы получить мак­симумы других порядков, расстояние *d* должно быть больше одной длины волны.

**§ 2. Дифракционная решетка**

На практике равенство фаз осцилляторов или антенн дости­гается с помощью проводов и всяких специальных устройств. Возникает вопрос, можно ли и как создать подобную систему для света. Сейчас мы еще не умеем делать маленькие радиостан­ции оптической частоты в буквальном смысле слова, соединять их крохотными проволочками и устанавливать для всех них одинаковые фазы. Однако есть другой очень простой способ, позволяющий добиться этой цели.

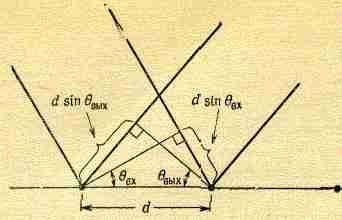
Предположим, у нас имеется большое количество парал­лельных проводов, отстоящих друг от друга на расстоянии d, и источник радиоволн, расположенный очень далеко, практи­чески на бесконечности. Этот источник создает электрическое поле у каждой из проволочек с одной и той же фазой, (Можно взять и объемную систему проводов, но мы ограничимся плоской системой.) Тогда внешнее электрическое поле будет двигать электроны взад и вперед в каждой проволочке, в результате они становятся *новыми излучателями.* Такое явление называется *рассеянием:* свет от некоторого источника вызывает движение электронов в среде, а оно в свою очередь генерирует собствен­ные волны. Поэтому достаточно взять ряд проволок на равном расстоянии друг от друга, подействовать на них радиоволнами от удаленного источника, и получается нужная нам система без всяких специальных контуров и т. п. Если лучи падают по нор­мали к плоскости проводов, фазы колебаний будут одинаковыми и возникнет та картина, о которой говорилось выше. Так, при расстоянии между проволочками, превышающем длину вол­ны, максимальная интенсивность рассеяния получается в на­правлении нормали и в других направлениях, определяемых формулой (30.6.).

*Точно такое же устройство годится и для света!* Только вместо проволок берут стеклянную пластинку и наносят на нее ряд штрихов так, чтобы каждый из них рассеивал свет иначе, чем остальная поверхность пластинки. Если затем направить на пластинку пучок света, то каждый штрих станет источником, а если расстояние между штрихами будет достаточно мало, но не меньше одной длины волны (практически таких малых рас­стояний все равно невозможно добиться), возникает удивитель­ное явление: лучи идут через пластинку не только по прямой, но и под конечным углом к нормали, зависящим от расстояния между штрихами! Устройства такого типа действительно суще­ствуют и широко используются, их называют *дифракционными решетками.*

Одна из разновидностей дифракционных решеток представ­ляет собой обычную стеклянную пластинку, прозрачную и бес­цветную, с нацарапанными на ней штрихами. Число штрихов на 1 *мм* зачастую достигает нескольких сотен, а расстояние между ними выдерживается с большой точностью. Действие такой решетки можно наблюдать, посылая сквозь нее с помощью про­ектора узкую вертикальную полоску света (изображение щели) на экран. Помещая решетку на пути света так, чтобы штрихи были расположены вертикально, мы увидим на экране ту же самую полоску света, но по сторонам от нее, кроме того, будут и *другие* полосы, *окрашенные* в разные цвета. Разумеется, мы получили не что иное, как уширенное изображение щели; угол 6 в (30.6) зависит от λ, и разная окраска света, как мы знаем, соответствует разным частотам и разным длинам волн. Самой большой видимой длиной волны обладает красный свет; в силу условия *d*sinθ=λему соответствует наибольшее θ. И мы дей­ствительно обнаруживаем, что на экране красная полоса лежит дальше всех от центра изображения! С другой стороны должна быть такая же полоса; и в самом деле, мы видим на экране вторую полосу. Выражение (30.6) имеет еще одно решение с *т* =2. На соответствующем ему месте на экране видно какое-то рас­плывчатое слабое пятно, а дальше в сторону чуть заметен еще целый ряд слабых полосок.

Только что мы сказали, что максимумы всех порядков долж­ны иметь одинаковую интенсивность, а у нас интенсивность получается разная, и, более того, правый и левый максимумы первого порядка отличаются по своей яркости! Причина здесь кроется в том, что решетки изготовляются особым способом, чтобы как раз и получался подобный эффект. Как это делается? Если бы дифракционные решетки имели бесконечно тонкие штри­хи, расположенные на строго равном расстоянии друг от друга, то интенсивности максимумов всех порядков были бы одинако­вы. Но фактически, хотя мы пока разобрали только простейший случай, мы могли бы также взять систему, состоящую из *пар* антенн, причем в каждой паре установили бы определенную раз­ность фаз и интенсивности. Тогда можно было бы получить раз­ную интенсивность у максимумов разных порядков. На дифрак­ционную решетку часто наносят не ровные, а пилообразные штрихи. Специально подбирая форму «зубцов», можно увели­чить интенсивность спектра данного порядка по отношению к остальным. В практической работе с решетками желательно иметь максимальную яркость в одном из порядков. Мы отло­жим пока весьма сложное объяснение этих фактов, скажем только, что такие решетки оказываются гораздо более полез­ными в применениях.

До сих пор мы рассматривали случай, когда фазы всех источ­ников равны. Однако полученная нами формула (30.3) годится также и тогда, когда сдвиг фаз ϕ каждого источника по срав­нению с предыдущим постоянен и равен а. Это означает, что антенны должны быть соединены по схеме, обеспечивающей небольшой сдвиг фазы между ними. Можно ли создать подобное устройство для света? Да, и очень просто. Пусть источник света находится на бесконечности и свет падает на решетку *под не­которым углом,* равным θвх (фиг. 30.4); рассмотрим рассеянный пучок света, выходящий под углом θВЫХ (θвых — это наш старый угол θ, а θвх нужен для создания разности фаз у источников).



*Фиг. 30.4.**Разность хода двух лучей, отраженных соседними ли­ниями решетки, равна*

*d*sinθвых — dsinθвх.

C:\1\pic\gray.jpgПучок света от бесконечно удаленного источника падает сначала на первый штрих, затем на второй и т. д., сдвиг фазы света, по­падающего на два соседних штриха, есть α = - *d*sinθВХ/λ. Отсюда получаем формулу для дифракции света, падающего на решетку под некоторым углом:

(30.7)

Попытаемся найти направление максимальной интенсивности в этом случае. Условие возникновения максимума по-прежнему состоит в том, что ϕ должно быть числом, кратным 2π. Здесь следует отметить несколько интересных моментов.

Прежде всего, рассмотрим весьма интересный случай, соот­ветствующий m=0; когда *d* меньше *λ,* тогда m=0и других ре­шений не возникает. Тогда получаем sinθвх = sinθвых,

т. е. рассеянный луч выходит в *том же направлении,* что и перво­начальный луч, падающий на дифракционную решетку. Но не следует думать, что свет просто «проходит насквозь». Мы ведь говорим о *других лучах.* Свет, проходящий насквозь, идет от первоначального источника, а мы имеем в виду свет, *возникающий при рассеянии.* Получается так, что рассеянный пу­чок света идет в том же направлении, что и первоначальный; более того, оба пучка могут интерферировать друг с другом, о чем мы расскажем в последующих главах.

В нашем случае имеется еще одно возможное решение. При заданном θвх угол θвых может быть равен *дополнительному* к θвх углу (π-θвх). Таким образом, кроме луча в направлении падающего пучка света, возникает еще один луч. Легко заме­тить, что его направление подчиняется правилу: *угол падения равен углу рассеяния.* Этот луч мы назовем *отраженным.*

Так мы подходим к пониманию основного механизма процес­са отражения: падающий свет возбуждает движение атомов отражающего тела, а оно в свою очередь генерирует *новую волну,* и одно из направлений рассеянной волны *(единственное* для расстояния между рассеивателями, малого по сравнению с длиной волны) таково, что угол падения луча света равен углу, под которым выходит отраженный луч!

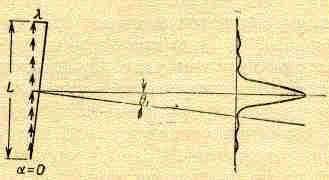
C:\1\pic\gray.jpgПерейдем теперь к особому случаю, когда d→0. Имеется, скажем, плотное тело конечных размеров. Потребуем еще, чтобы разность фаз между соседними рассеивателями стремилась к нулю. Иначе говоря, будем ставить все новые и новые антенны в промежутках между прежними, так что разности фаз будут становиться все меньше по мере уменьшения расстояния до соседних антенн, но общее число антенн пусть растет так, что полная разность фаз между первой и последней антенной остает­ся постоянной. Посмотрим, как видоизменится формула (30.3), если полная разность фаз n*ϕ* остается постоянной (пусть nϕ =Ф), а число nи фаза ϕ стремятся соответственно к бесконечности и нулю. Теперь значение *ϕ* так мало, что sin*ϕ*=*ϕ*, и если учесть также, что n2I0 есть интенсивность в центре максимума I*m,* то мы получим

(30.8)

На фиг. 30.2 показан ход этой предельной зависимости.

В данном случае дифракционная картина в общих чертах получается такой же, как и для конечного промежутка d>λ, те же боковые максимумы, нет только максимумов высших по­рядков. Когда все рассеиватели находятся в фазе, возникает максимум в направлении θвых =0 и минимум при Δ =λ, в точ­ности как для конечных d и n.Таким образом, оказывается воз­можным рассмотреть *непрерывное* распределение рассеивателей или осцилляторов, используя интегралы вместо сумм.

Для примера возьмем длинную линию, составленную из ос­цилляторов, которые колеблются вдоль нее (фиг. 30.5). Такое устройство дает максимальную интенсивность в направлении, перпендикулярном нити. Кверху и книзу от экваториальной плоскости имеется небольшая интенсивность, но она очень мала. Пользуясь этим результатом, перейдем к более сложному устрой­ству. Предположим, у нас имеется целый набор нитей, каждая из которых излучает в экваториальной плоскости. Если мы на­ходимся в центральной плоскости, перпендикулярной всем проволокам, интенсивность излучения набора длинных линий в разных направлениях определяется так же, как и в случае бесконечно коротких линий,— нужно сложить вклады от всех длинных проволок.



Фиг. 30.5. Распределение интен­сивности излучения непрерывной линии осцилляторов имеет высокий центральный максимум и много­численные слабые боковые максиму­мы.

Вот почему вместо крошечных решеток — антенн, которые мы рассматривали, можно было бы использо­вать решетки с длинными и узкими щелями. Каждая из длинных щелей излучает в своем собственном направлении не вверх и не вниз, а только перпендикулярно щели, и, поставив их рядом друг с другом в горизонтальной плоскости, мы получим интер­ференцию.

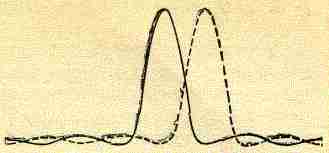
Таким образом, можно создать еще более сложные устрой­ства, размещая рассеиватели по линии, в плоскости или в про­странстве. Сначала мы располагали рассеиватели на линии, а затем проанализировали случай, когда они заполняют полосу; для получения ответа каждый раз нужно было просуммировать вклады отдельных рассеивателей. Последний принцип справед­лив во всех случаях.

**§ 3. Разрешающая способность дифракционной решетки**

Теперь мы способны понять еще ряд интересных явлений. Например, попробуем использовать решетку для определения длины волны света. На экране изображение щели развертывает­ся в целый спектр линий, поэтому с помощью дифракционной решетки можно разделить свет по составляющим его длинам волн.

Возникает интересный вопрос: предположим, что имеются два источника с несколько разными частотами излучения или не­сколько разными длинами волн; насколько близкими должны быть эти частоты, чтобы по дифракционной картине нельзя было отделить одну частоту от другой? Красные и синие линии четко различаются. А вот если один луч красный, а другой чуть-чуть покраснее, самую малость. Насколько близки они должны быть? Ответ дается величиной, которая называется *разрешающей спо­собностью* решетки. Ниже мы используем один из способов ее определения.

Предположим, что удалось найти дифракционный максимум для лучей определенного цвета, расположенный под некоторым углом. Если мы изменим длину волны, то и значение фазы (2πdsinθ)/λ будет иным и максимум, разумеется, возникнет при каком-то другом угле. Именно поэтому красные и синие полосы на экране разделяются. Насколько должны отличаться углы, что­бы мы смогли различить два разных максимума? Если верхушки максимумов совпадают, мы, конечно, не сможем различить их один от другого. Если же максимумы достаточно далеки друг от друга, то на картине распределения света возникают два горба.



*Фиг. 30.6. Иллюстрация крите­рия Рэлея. Максимум одного распределения совпа­дает с минимумом другого.*

Чтобы заметить, когда начинает вырисовываться двойной горб, лучше всего воспользоваться простым правилом, называемым обычно *правилом* (или *критерием) Рэлея,* (фиг. 30.6). По этому правилу первый минимум на дифракционной картине для одной длины волны должен совпадать с максимумом для другой длины волны. Теперь уже нетрудно вычислить разность длин волн, когда один минимум в точности «садится» на максимум другого пучка. Лучше всего для этого воспользоваться геометрическим способом.

C:\1\pic\gray.jpgЧтобы возник максимум при длине волны *λ*', расстояние Δ (см. фиг. 30.3) должно быть равно *nλ',* а чтобы возник мак­симум порядка m, расстояние Δ должно быть равно *mnλ'.* Дру­гими словами, (2πd/*λ*'), sin*θ=2πm* и *nd*sin*θ*, равное Δ, есть*λ*', умноженная на *тп,* или соответственно *mnλ'.* Если мы хотим, чтобы под тем же углом для другого луча с длиной волны *λ*, появился *минимум,* расстояние Δ должно превышать *тпλ* ровно на одну длину волны *λ,* т. е. Δ=*тпλ+λ =тпλ'.* Отсюда, полагая *λ*'= *λ*+δ*λ*,, получаем

(30.9)

Отношение *λ*/δ*λ*, называется *разрешающей способностью* диф­ракционной решетки; она равна, как видно из формулы, пол­ному числу линий в решетке, умноженному на порядок макси­мума луча. Легко убедиться, что эта формула эквивалентна сле­дующему утверждению: разность частот должна быть равна обратной величине разности времен прохождения для самых крайних [интерферирующих лучей](#прим1)

σv=1/T

Полезно запомнить именно эту общую формулу, потому что она применима не только для решеток, но и для любых устройств, тогда как вывод формулы (30.9) связан со свойствами дифрак­ционных решеток.

**§ 4. Параболическая антенна**

Рассмотрим теперь еще один вопрос, связанный с разреша­ющей способностью. Речь идет об антеннах радиотелескопов, использующихся для определения положения источников ра­диоволн на небе и их угловых размеров. Если бы мы взяли нашу старую антенну и с ее помощью приняли сигналы, то, конечно, не могли бы сказать, откуда они пришли. А знать, где находится источник, очень важно. Можно, конечно, покрыть всю Австра­лию проводами-диполями, расположенными на равном расстоя­нии друг от друга. Затем подсоединить все диполи к одному приемнику так, чтобы уравнять запаздывание сигналов в сое­динительных проводах. Тогда сигналы от всех диполей придут к приемнику с одной фазой. Что в результате получится? Если источник расположен достаточно далеко и прямо над нашей си­стемой, то сигналы от всех антенн придут к приемнику в фазе.

Но предположим, что источник расположен под небольшим углом 9 к вертикали. Тогда сигналы, принятые различными антеннами, будут немного сдвинуты по фазе. В приемнике все эти сигналы с разными фазами складываются, и мы ничего не получим, если только угол 6 достаточно велик. Но как велик должен быть этот угол? *Ответ:* мы получим нуль, если угол Δ/L=0 (см. фиг. 30.3) соответствует сдвигу фаз в 360°, т. е. если Δ равно длине волны *λ.*

Этот результат легко понять, если учесть, что векторы, со­ответствующие сигналам от разных антенн, образуют замкну­тый многоугольник и их сумма тогда обращается в нуль. Наи­меньший угол, который антенное устройство длиной *L* еще может разрешить, есть Q*=*λ/L*.* Заметим, что кривая чувствительности антенны при приеме имеет точно такой же вид, как и распреде­ление интенсивности, даваемое антеннами-передатчиками. Здесь проявляется так называемый *принцип обратимости.* Согласно этому принципу, для любых антенных устройств, при любых углах и т. п. справедливо правило: относительная чувствитель­ность в разных направлениях совпадает с относительной интен­сивностью для тех же направлений, если заменить приемник передатчиком.

Бывают антенные устройства и другого типа. Вместо того чтобы выстраивать целую систему диполей с кучей соединитель­ных проводов между ними, можно расположить их по кривой, а приемник поставить в такую точку, где он мог бы фиксировать отраженные сигналы. Кривая выбирается с таким хитрым рас­четом, чтобы все лучи от далекого источника после рассеяния доходили к приемнику за одно и то же время (см. фиг. 26.12). Значит, кривая должна быть *параболой;* тогда если источник находится на ее оси, то в фокусе возникает большая интенсив­ность рассеянного излучения. Легко найти разрешающую способность такого устройства. Расположение антенн по параболе здесь несущественно. Параболическая форма выбрана просто для удобства, она позволяет собирать все сигналы за одинако­вое время и притом без проводов. Минимальный угол разреше­ния такого устройства по-прежнему равен θ *=λ/L,* где *L —* рас­стояние между крайними антеннами. Этот угол не зависит от промежутка между соседними антеннами, они могут быть раз­мещены очень близко одна от другой, фактически вместо сис­темы антенн можно даже взять сплошной кусок металла. В прин­ципе это то же самое, что и зеркало телескопа. Итак, мы нашли разрешающую способность телескопа! (Иногда разрешающую способность пишут в виде θ=1,22 λ*/L,* где *L* — диаметр теле­скопа. Множитель 1,22 появляется по следующей причине: при выводе формулы θ *=λ/L* интенсивность всех диполей считалась одинаковой независимо от их положения, но, поскольку теле­скопы обычно делают круглыми, а не квадратными, интенсив­ность сигналов от краев меньше, чем от середины; в отличие от случая квадратного сечения края дают относительно малый вклад. Следовательно, эффективный диаметр короче истинного, что и учитывается множителем 1,22. На самом же деле такая точность в формуле для разрешающей способности кажется [слишком педантичной](#прим2).)

**§ 5, Окрашенные пленки; кристаллы**

Выше были рассмотрены некоторые эффекты, возникающие при интерференции нескольких волн. Но можно привести ряд других примеров, основной механизм которых слишком сложен, чтобы говорить о нем в данный момент (мы обсудим его впослед­ствии), а пока разберем возникающие в этих примерах интер­ференционные явления.

Например, когда свет падает на поверхность среды с показа­телем преломления nпо нормали к поверхности, то часть света отражается. *Причину* отражения сейчас нам было бы трудно понять; мы поговорим о ней позже. Сейчас же предположим, что факт отражения света при входе и выходе света из преломляю­щей среды нам уже известен. Тогда при отражении света от тонкой пленки возникнет совокупность двух волн, отраженных от передней и задней поверхностей пленки; при достаточно ма­лой толщине пленки эти волны будут интерферировать, усили­вая или ослабляя друг друга в зависимости от знака разности фаз. Например, может случиться, что красный свет будет отражаться с усилением, а синий свет, который имеет другую длину волны,—с ослаблением, так что отраженный луч будет иметь яр­кую красную окраску.

Если мы изменим толщину пленки и бу­дем наблюдать отражение, скажем, в тех местах, где пленка по­толще, то сможем увидеть обратную картину, т. е. красные волны будут ослабляться, а синие нет, и пленка будет казаться синей, или зеленой, или желтой, в общем любого цвета. Таким образом, мы видим тонкую пленку *окрашенной,* а если будем смотреть на нее под другим углом, то расцветка будет иной, так как время прохождения света через пленку меняется с измене­нием угла зрения. Так становится понятной причина возникно­вения сложной цветовой гаммы на пленках нефти, мыльных пу­зырях и во многих других подобных случаях. Сущность явле­ния всюду одна — сложение волн с разными фазами.

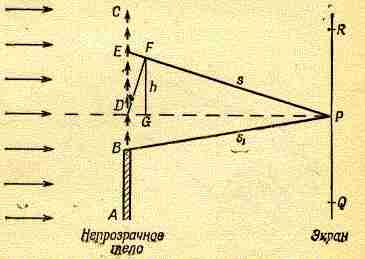
Отметим еще одно важное применение дифракции. Возьмем дифракционную решетку и спроектируем ее изображение на экран. Для монохроматического света в определенных местах экрана возникнут максимумы — основные и более высоких по­рядков. По расположению максимумов и длине волны можно найти расстояние между линиями решетки. А по отношению интенсивностей различных максимумов можно найти форму штри­хов решетки и различить пиловидную, прямолинейную и раз­ные другие формы, *даже не глядя на решетку.* Этот принцип служит для определения положения *атомов в кристалле.* Един­ственная сложность состоит в том, что кристалл трехмерен; он представляет собой периодическую трехмерную решетку, составленную из атомов. Мы не можем использовать здесь ви­димый свет, потому что длина волны источника должна быть меньше расстояния между атомами, иначе никакого эффекта не будет; следовательно, нужно взять излучение с очень малыми длинами волн, т. е. рентгеновские лучи. Итак, освещая кристалл рентгеновскими лучами и найдя интенсивности максимумов раз­ного порядка, можно определить расположение атомов в кри­сталле, даже не имея возможности увидеть все это собственными глазами! Именно таким путем было найдено расположение ато­мов в разных веществах. В гл. 1 мы привели несколько схем, показывающих размещение атомов в кристалле соли и ряде дру­гих веществ. Мы еще вернемся к этому вопросу в дальнейшем и обсудим его подробно, а пока не будем заниматься этой интерес­нейшей проблемой.

**§ 6. Дифракция на непрозрачном экране**

Рассмотрим сейчас весьма интересное явление. Пусть имеет­ся непрозрачный лист с отверстиями, и по одну сторону от него расположен источник света. Нас интересует, какое изображение возникнет на экране по другую сторону листа. Каждый скажет, что свет пройдет через отверстия и создаст на экране какое-то изображение. Оказывается, что это изображение можно полу­чить с хорошей степенью точности, если предположить, что источники света равномерно распределены по ширине отверстий, а фазы источников точно такие, как если бы непрозрачного листа вовсе не было. Источников в отверстиях на самом деле, конечно, *нет;* во всяком случае, это как раз то место, где их *наверняка* не может быть. Тем не менее правильная дифракционная кар­тина получается, если считать, что источники расположены именно в отверстиях; факт довольно странный. Позже мы объяс­ним, почему такое предположение правильно, а пока примем его на веру.

В теории дифракции есть один род дифракционных явлений, который стоит кратко обсудить. Речь идет о дифракции на не­прозрачных экранах. Обычно в элементарных курсах о них го­ворят гораздо позже, так как для их объяснения нужно исполь­зовать довольно сложные формулы суммирования малых векторов. В остальном эти явления не отличаются от уже рас­смотренных нами. Все интерференционные явления по сущест­ву одинаковы; в них не входят сколько-нибудь сложные понятия, только условия возникновения могут быть более сложными, и тогда векторы поля труднее складывать, вот и все.

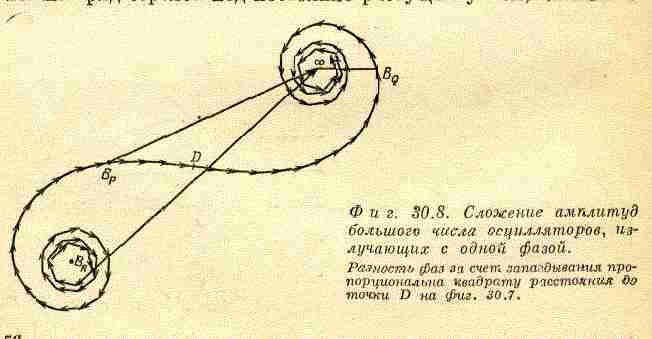
Предположим, что свет приходит из бесконечности, попадает на предмет и отбрасывает от него тень. На фиг. 30.7 изображен экран, на который свет отбрасывает тень от предмета *АВ,* при­чем источник света удален на расстояние, много большее длины волны. Казалось бы, вне тени интенсивность света максимальна, а внутри должна быть полная темнота. На самом же деле, если откладывать интенсивность как функцию расстояния до края тени, интенсивность будет сначала расти, а затем начнет спа­дать, колеблясь самым прихотливым образом вблизи края тени (фиг. 30.8). Посмотрим, отчего это происходит. Для объяснения воспользуемся недоказанной нами теоремой, что вместо истинной картины опыта можно ввести эффективные источники, равно­мерно распределенные вне объекта картины опыта можно ввести эффективные источники, равно­мерно распределенные вне объекта.

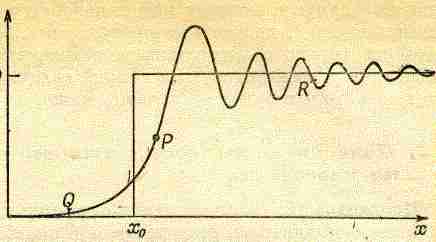


*Фиг. 30.7. Далекий источник отбрасывает тень от непрозрач­ного предмета на экран.*

Представим себе эти эффективные источники в виде большого количества близко расположенных антенн и найдем интенсив­ность в некоторой точке *Р.* Это очень похоже на то, чем мы за­нимались до сих пор. Но не вполне, поскольку наш экран теперь находится не на бесконечности. В данном случае нас интересует интенсивность интерферирующих лучей на конечном расстоя­нии, а не на бесконечности. Интенсивность в некоторой точке дается суммой вкладов от каждой антенны. Сначала возьмем антенну в точке D,прямо напротив Р.Если слегка изменить угол, скажем, подняться на высоту h*,* лучу потребуется больше времени, чтобы попасть в точку Р(амплитуда тоже изменится, так как расстояние до источника увеличилось, но разница эта очень мала, поскольку расстояние все равно велико, и гораздо менее важна, чем изменение фазы излучения). Далее, разность EP-DPравна h2/2s, т. е. разность фаз пропорциональна *ква­драту* удаления от точки *D,* тогда как раньше у нас *s* было бес­конечно и разность фаз была *линейно* связана с /г. Когда фазы за­висят от hлинейно, каждый вектор повернут относительно пре­дыдущего на постоянный угол. Теперь же мы должны построить кривую, складывая бесконечно малые векторы при условии, что образуемый ими угол с осью абсцисс растет с увеличением длины кривой не линейным, а *квадратичным* образом. Явный вид кри­вой находится с помощью довольно сложных математических методов, но мы всегда можем построить эту кривую, просто откладывая векторы под требуемым углом. В конечном счете мы получаем замечательную кривую (называемую спиралью Корню), изображенную на фиг. 30.8. Как ею пользоваться? *Р.* Пусть требуется определить интенсивность, скажем, в точке

Сложим волны с разными фазами от точки *D* вверх до беско­нечности и вниз от *D* до точки *В*р*.* Таким образом, нужно от­ложить ряд стрелок под постоянно растущим углом, начиная с точки Вр на фиг. 30.8.





*Фиг. 30.9, Ход интенсивности вблизи края тени. Геометрический край menu находится в точке х0 .*

Весь вклад от области над Вр дается спи­ральной кривой. Если бы суммирование заканчивалось в не­которой точке, то полная амплитуда представилась бы вектором от Вр до этой точки; в нашем случае суммирование ведется до бесконечности, так что искомая амплитуда есть вектор Врx. Точка на кривой, соответствующая точке Вр на предмете, за­висит от положения точки Р, потому что точка D кривой (точка перегиба) всегда относится к выбранной точке Р. Следова­тельно, в зависимости от положения Р над В начальная точка, откуда проводится вектор, попадает в разные места нижней спирали, и результирующий вектор Вр∞ имеет многочисленные максимумы и минимумы (фиг. 30.9).

Но если мы находимся в точке Q, по другую сторону от Р, то нам понадобится только верхний конец спиральной кривой. Другими словами, начальной точкой результирующего вектора будет не D, a BQ, и, следовательно, книзу от Р интенсивность должна непрерывно падать при удалении Q в область тени.

Есть одна величина, которую можно легко вычислить сразу и таким образом убедиться, что мы здесь что-то понимаем,— это интенсивность в точке, лежащей прямо против края. Эта интенсивность равна 1/4 от интенсивности падающего света. Причина: для точки, лежащей против края предмета (когда Вр  совпадает с D на фиг. 30.8), получается половина кривой в от­личие от целой кривой, которая была бы получена, если бы точки лежали достаточно далеко в освещенной области. Если точка R расположена достаточно высоко, результирующий вектор проводится от центра одной спирали до центра другой, а для точки на краю тени амплитуда равна половине этого век­тора; следовательно, отношение интенсивностей получается равным 1/4.

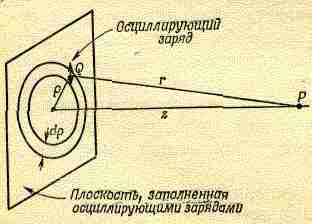
В этой главе мы вычисляли интенсивность в разных направ­лениях при различном расположении источников. В заключение выведем формулу, которая нам понадобится в следующей гла­ве, посвященной показателю преломления. До сих пор мы об­ходились только относительными интенсивностями, а на этот раз мы получим формулу для полной величины поля при усло­виях, о которых будет рассказано ниже.

**§ 7. Поле системы осцилляторов, расположенных на плоскости**

Предположим, что имеется некоторая плоскость, которую за­полняют осцилляторы, причем все они колеблются в плоскости одновременно, с одной амплитудой и фазой. Чему равно поле на конечном, но достаточно большом расстоянии от плоскости? (Мы не можем выбрать точку наблюдения очень близко от плос­кости, потому что у нас нет точных формул для поля вблизи источников.) Пусть плоскость зарядов совпадает с плоскостью XY и нас интересует поле в точке Р, лежащей на оси z, достаточ­но далеко от плоскости (фиг. 30.10). Предположим, что число зарядов на единичной площадке равно n, а величина каждого заряда д. Все заряды совершают одинаковые гармонические колебания в одном и том же направлении, с той же амплитудой и фазой. Смещение заряда из его среднего положения описы­вается функцией x0cosωt. Вводя комплексную амплитуду, действительная часть которой дает реальное движение, будем описывать колебание заряда функцией x0eiωt.

C:\1\pic\gray.jpgЧтобы найти поле, создаваемое всеми зарядами в точке Р, нужно вычислить сначала поле отдельного заряда q, а затем сложить поля всех зарядов. Как известно, поле излучения про­порционально ускорению заряда, т. е.. — ω2x0еiωt (и одинаково для всех зарядов). Электрическое поле в точке Р, создаваемое зарядом в точке Q, пропорционально ускорению заряда q, нужно только помнить, что поле в точке Р в момент времени t определяется ускорением заряда в более ранний момент времени t' =t-r/c, где r/c — время, за которое волна проходит расстояние от Q до Р. Поэтому поле в точке Рпропорционально

(30.10)



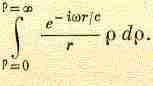
*Фиг. 30.10. Поле излучения ос­циллирующих зарядов, заполняю­щих плоскость.*

C:\1\pic\gray.jpgПодставляя это значение ускорения в формулу для поля, соз­даваемого зарядом на большом расстоянии, получаем

Однако эта формула не совсем правильна, поскольку нужно брать *не все* ускорение целиком, а его *компоненту,* перпендику­лярную линии QP*.* Мы предположим, однако, что точка Рнахо­дится от плоскости намного дальше, чем точка Qот оси *z* (рас­стояние ρ на фиг. 30.10), так что для эффектов, которые мы хо­тим учесть, косинус можно заменить единицей (косинус и так довольно близок к единице).

Полное поле в точке *Р* получается суммированием вкладов от всех зарядов в плоскости. Разумеется, мы должны взять *векторную* сумму полей. Но поскольку направление поля при­мерно одинаково для всех зарядов, в рамках сделанного прибли­жения достаточно сложить величины всех полей. Кроме того, в нашем приближении поле в точке Рзависит только от r, сле­довательно, все заряды с одинаковым rсоздают равные поля. Поэтому, прежде всего, сложим поля всех зарядов в кольце ши­риной dρ и радиусом ρ. Интегрируя затем по всем ρ, получаем полное поле всех зарядов.

C:\1\pic\gray.jpgЧисло зарядов в кольце равно произведению площади кольца, 2nρdρ, на η— плотность зарядов на единицу площади. Отсюда

Интеграл берется в пределах ρ=0 и ρ=∞. Время *t,* конечно, зафиксировано, так что единственными меняющимися величинами являются ρ и r. Отвлечемся пока от постоянных множителей, *включая* и *eiωt,* и вычислим интеграл

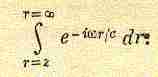
(30.13)

C:\1\pic\gray.jpgДля этого учтем соотношение между ρ и r*:*

(30.14)

При дифференцировании формулы (30.14) z нужно считать независимым от ρ, тогда

2rdr = 2ρdρ,

что очень кстати, поскольку при замене в интеграле ρdρ на r*dr* знаменатель r сокращается. Интеграл приобретает более простой вид

(30.15)

. Экспонента интегрируется очень просто. Нужно поставить в знаменатель коэффициент при rв показателе экспоненты и взять саму экспоненту в точках, соответствующих пределам. Но пределы по rотличаются от пределов по р. Когда ρ=0, нижний предел r=z*,* т. е. пределы по r равны z и бесконечности. Ин­теграл (30.15) равен

C:\1\pic\gray.jpg

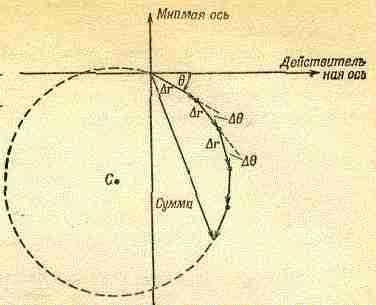
(30.16)

Вместо (r/с*)*∞ мы здесь написали ∞, поскольку и то и другое означает просто сколь угодно большую величину!

А вот *е-i*∞— величина загадочная. Ее действительная часть, равная cos (-∞), с математической точки зрения величина со­вершенно неопределенная. [Хотя можно допустить, что она на­ходится где-то [а может быть и всюду (?)—между +1 и -1!]Но в *физической* ситуации эта величина может означать нечто вполне разумное и обычно оказывается равной нулю. Чтобы убедиться, что это так в нашем случае, вернемся к первоначальному инте­гралу (30.15)

Выражение (30.15) можно понимать как сумму большого числа маленьких комплексных чисел, модуль которых ar, a угол в комплексной плоскости θ=-ωr/с. Попробуем оценить эту сумму графически. На фиг. 30.11 отложены первые пять членов суммы. Каждый отрезок кривой имеет длину Δr и рас­положен под углом Δθ =-ω(Δr*/с)* к предыдущему отрезку. Сум­ма первых пяти слагаемых обозначена стрелкой из начальной точки к концу пятого отрезка. Продолжая прибавлять отрезки, мы опишем многоугольник, вернемся примерно к начальной точке и начнем описывать новый многоугольник. Чем большее число отрезков мы будем прибавлять, тем большее число раз мы обернемся, двигаясь почти по окружности с радиусом с/ω. Теперь понятно, почему интеграл дает при вычислении неопре­деленный ответ!

Здесь мы должны обратиться к *физическому* смыслу нашего примера. В любой реальной ситуации плоскость зарядов *не может быть* бесконечной, а должна где-то оборваться. Если плоскость резко обрывается и ее граница имеет точно форму окружности, то наш интеграл будет равен некоторому значению на этой окружности (см. фиг. 30.11). Если же плотность зарядов



*Фиг. 30.11. Вычисление интегра­ла*

C:\1\pic\gray.jpg *графическим способом.*

C:\1\pic\gray.jpg

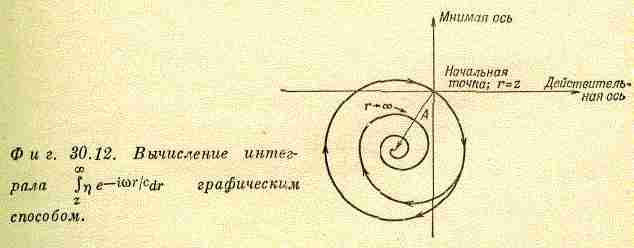
постепенно уменьшается по мере удаления от центра (или обра­щается в нуль вне некоторой границы неправильной формы, так что для достаточно больших ρ вклад всего кольца шириной dρ равен нулю), то коэффициент ню в точном интеграле убывает, стремясь к нулю. Поскольку длина добавляемых отрезков в этом случае уменьшается, а угол Δθ остается тем же самым, график кривой, соответствующей интегралу, будет иметь вид спирали. Спираль оканчивается в центре первоначальной ок­ружности, как изображено на фиг. 30.12. *Физически* правиль­ное значение интеграла дается величиной *А,* которой на схеме соответствует расстояние от начальной точки до центра окруж­ности, равное как нетрудно убедиться.

C:\1\pic\gray.jpg

(30.17)

Точно такой же результат мы получили бы из (30.16), положив e-i∞=0.

(Есть еще одна причина, почему вклад в интеграл от больших значений r стремится к нулю,— это опущенный нами множитель, учитывающий проекцию ускорения на плоскость, перпендику­лярную линии PQ.)



C:\1\pic\gray.jpgНас, конечно, интересует именно случай, имеющий физи­ческий смысл, поэтому мы положим е-i∞ равным нулю. Возвраща­ясь к формуле (30.12) для поля и вводя все опущенные ранее множители, мы получаем

(30.18)

(помня, что l/i =-i).

C:\1\pic\gray.jpgИнтересно отметить, что *iωx0eiωt* в точности равно *скорости* зарядов, так что выражения для поля можно переписать в виде

Этот результат немного странен, потому что запаздывание отве­чает расстоянию z, которое есть кратчайшее расстояние от Р до плоскости. Но таков ответ, и, к счастью, формула довольно проста. [Добавим кстати, что, хотя формулы (30.18) и (30.19) бы­ли получены только для достаточно большого расстояния от плоскости, обе они оказываются правильными для любых z,

даже для z<λ.]

***\*В нашем случае T=Δ/с=mnλ,/с, где с — скорость света. Частота v=c/λ, так что δv=cδλ/λ2.***

***\*Прежде всего потому, что сам критерий Рэлея приближенный. Он только указывает область углов, где трудно разобрать, сколько звезд на изображении — одна или две. А в действительности, если точно измерить распределение интенсивности, можно различить два источника при углах θ, даже меньших λ/L.***

***Глава 31***

## КАК ВОЗНИКАЕТ ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

[**§ 1. Показател****ь преломления**](#a1)

[**§ 2. Пол****е, излучае­мое средой**](#a2)

[**§ 3. Дисп****ерсия**](#a3)

[**§ 4. Погло****ще****ние**](#a4)

[**§ 5. Энергия свето****вой волны**](#a5)

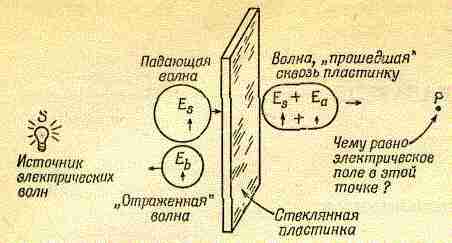
[**§ 6. Дифракция све****та на непрозрачном экране**](#a6)

**§ 1. Показатель преломления**

Мы уже говорили, что свет в воде движется медленнее, чем в воздухе, а в воздухе чуть мед­леннее, чем в вакууме. Этот факт учитывается введением показателя преломления п. Попро­буем теперь понять, как возникает уменьшение скорости света. В частности, особенно важно проследить связь этого факта с некоторыми физическими предположениями или законами, которые были ранее высказаны и сводятся к следующему:

а) полное электрическое поле при любых физических условиях может быть пред­ставлено в виде суммы полей от всех зарядов во Вселенной;

б) поле излучения каждого отдельного за­ряда определяется его ускорением; уско­рение берется с учетом запаздывания, возникающего из-за конечной скорости распространения, всегда равной c. Но вы, наверное, приведете сразу в каче­стве примера кусок стекла и воскликнете: «Ерунда, это положение здесь не годится. Нужно говорить, что запаздывание отвечает скорости c/n». Однако это неправильно; по­пробуем разобраться, почему это неправильно. Наблюдателю кажется, что свет или любая другая электрическая волна распространяется сквозь вещество с показателем преломления n со скоростью с/n. И это с некоторой точностью так и есть. Но на самом деле поле создается движением всех зарядов, включая и заряды, движущиеся в среде, а все составные части поля, все его слагаемые распространяются с максимальной скоростью c. Задача наша со­стоит в том, чтобы понять, как возникает кажущаяся меньшая скорость.



Фиг. 31.1. Прохождение электрических волн сквозь слой прозрачного вещества.

Попробуем понять это явление на очень простом примере. Пусть источник (назовем его «внешним источником») помещен на большом расстоянии от тонкой прозрачной пластинки, ска­жем стеклянной. Нас интересует поле по другую сторону пла­стинки и достаточно далеко от нее. Все это схематично представ­лено на фиг. 31.1; точки S и Р здесь предполагаются удаленными на большое расстояние от плоскости. Согласно сформулирован­ным нами принципам, электрическое поле вдали от пластинки представляется (векторной) суммой полей внешнего источника (в точке S) и полей всех зарядов в стеклянной пластинке, причем каждое поле берется с запаздыванием при скорости с. Напомним, что поле каждого заряда не меняется от присутствия других зарядов. Это наши основные принципы. Таким образом, поле в точке Р C:\1\pic\gray.jpgможет быть записано в виде

(31.1)

C:\1\pic\gray.jpg

(31.2)

где Es — поле внешнего источника; оно совпадало бы с иско­мым полем в точке Р, если бы не было пластинки. Мы ожидаем, что в присутствии любых движущихся зарядов поле в точке Р будет отлично от Er

Откуда берутся движущиеся заряды в стекле? Известно, что любой предмет состоит из атомов, содержащих электроны. Электрическое поле внешнего источника действует на эти атомы и раскачивает электроны взад и вперед. Электроны в свою оче­редь создают поле; их можно рассматривать как новые излуча­тели. Новые излучатели связаны с источником S, поскольку именно поле источника заставляет их колебаться. Полное поле содержит вклад не только от источника S, но и дополнительные вклады от излучения всех движущихся зарядов. Это значит, что поле в присутствии стекла изменяется, причем таким образом, что внутри стекла его скорость распространения кажется иной. Именно эту идею мы используем при количественном рассмот­рении.

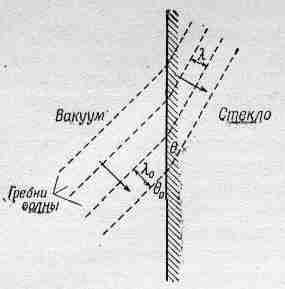
Однако точный расчет очень сложен, потому что наше утверж­дение, что заряды испытывают только действие источника, не совсем правильно. Каждый данный заряд «чувствует» не только источник, но, подобно любому объекту во Вселенной, он чув­ствует и все остальные движущиеся заряды, в частности и заря­ды, колеблющиеся в стекле. Поэтому полное поле, действующее на данный заряд, представляет собой совокупность полей от всех остальных зарядов, движение которых в свою очередь зависит от движения данного заряда! Вы видите, что вывод точной фор­мулы требует решения сложной системы уравнений. Эта система очень сложна, и вы будете изучать ее значительно позднее.

А сейчас обратимся к совсем простому примеру, чтобы отчет­ливо понять проявление всех физических принципов. Предпо­ложим, что действие всех остальных атомов на данный атом мало по сравнению с действием источника. Иными словами, мы изучаем такую среду, в которой полное поле мало меняется из-за движения находящихся в ней зарядов. Такая ситуация ха­рактерна для материалов с показателем преломления, очень близким к единице, например для разреженных сред. Наши формулы будут справедливы для всех материалов с показателем преломления, близким к единице. Таким путем мы сможем из­бежать трудностей, связанных с решением полной системы урав­нений.

Вы могли по ходу дела заметить, что движение зарядов в пла­стинке вызывает еще один эффект. Это движение создает волну, распространяющуюся назад в направлении источника S. Такая обратно движущаяся волна есть не что иное, как луч света, отраженный прозрачным материалом. Приходит он не только с поверхности. Отраженное излучение генерируется во всех точках внутри материала, но суммарный эффект эквивалентен отражению с поверхности. Учет отражения лежит за границами применимости настоящего приближения, в котором показатель преломления считается настолько близким к единице, что от­раженным излучением можно пренебречь.

• • •

Прежде чем перейти к изучению показателя преломления, следует подчеркнуть, что в основе явления преломления лежит тот факт, что кажущаяся скорость распространения волны раз­лична в разных материалах. Отклонение луча света есть след­ствие изменения эффективной скорости в разных материалах.



Фиг. 31.2. Связь между прелом­лением и изменением скорости.

Чтобы пояснить этот факт, мы отметили на фиг. 31.2 ряд после­довательных максимумов в амплитуде волны, падающей из ва­куума на стекло. Стрелка, перпендикулярная указанным мак­симумам, отмечает направление распространения волны. Всюду в волне колебания происходят с одной и той же частотой. (Мы видели, что вынужденные колебания имеют ту же частоту, что и колебания источника.) Отсюда следует, что расстояния между максимумами волн по обе стороны поверхности совпадают вдоль самой поверхности, поскольку волны здесь должны быть согла­сованы и заряд на поверхности колеблется с одной частотой. Наименьшее расстояние между гребнями волн есть длина волны, равная скорости, деленной на частоту. В вакууме длина волны равна λ0=2πс/ω, а в стекле λ=2πv/ω или 2πс/ωn, где v=c/n— скорость волны. Как видно из фиг. 31.2, единственный способ «сшить» волны на границе состоит в изменении направления движения волны в материале. Простое геометрическое рассуж­дение показывает, что условие «сшивания» сводится к равен­ству λ0/sin θ0=λ/sinθ, или sinθ0/sinθ=n, а это и есть закон Снелла. Пусть сейчас вас больше не волнует само отклонение све­та; нужно только выяснить, почему же в самом деле, эффектив­ная скорость света в материале с показателем преломления n равна с/n?

• • •

Вернемся снова к фиг. 31.1. Из сказанного ясно, что нужно вычислить поле в точке Р от осциллирующих зарядов стеклян­ной пластинки. Обозначим эту часть поля, которая представ­ляется вторым членом в равенстве (31.2), через Еа. Добавляя к ней поле источника Es, получаем полное поле в точке Р.

Стоящая перед нами здесь задача, пожалуй, самая сложная из тех, которыми мы будем заниматься в этом году, но сложность ее заключается только в большом количестве складываемых членов; каждый член сам по себе очень прост. В отличие от дру­гих случаев, когда мы обычно говорили: «Забудь вывод и смотри только на результат!», теперь для нас вывод гораздо важнее результата. Другими словами, нужно понять всю физическую «кухню», с помощью которой вычисляется показатель прелом­ления.

Чтобы понять, с чем мы имеем дело, найдем, каким должно быть «поправочное поле» Еа, чтобы полное поле в точке Р вы­глядело как поле источника, замедлившееся при прохождении через стеклянную пластинку. Если бы пластинка никак не влияла на поле, волна распространялась бы направо (по оси C:\1\pic\gray.jpg2) по закону

(31.3)

C:\1\pic\gray.jpgили, используя экспоненциальную запись,

(31.4)

C:\1\pic\gray.jpgА что произошло бы, если бы волна проходила через пластин­ку с меньшей скоростью? Пусть толщина пластинки есть Δz. Если бы пластинки не было, то волна прошла бы расстояние Δz за время Δz/c. А поскольку кажущаяся скорость распростра­нения есть c/n, то потребуется время nΔz/c, т. е. больше на не­которое добавочное время, равное Δt=(n-l) Δz/c. За пластин­кой волна снова движется со скоростью с. Учтем добавочное вре­мя на прохождение через пластинку, заменив t в уравнении (31.4) на (t-Δt), т. е. [t-(n-1)Δz/c]. Таким образом, если по­ставить пластинку, то формула для волны должна приобрести

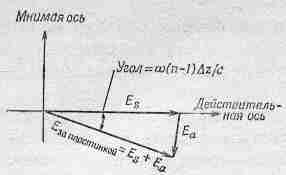
(31.5)

C:\1\pic\gray.jpgЭту формулу можно переписать еще и по-другому:

(31.6)

откуда заключаем, что поле за пластинкой получается умноже­нием поля, которое было бы при отсутствии пластинки (т. е. Es), на ехр[-iω(n-1)Δz/c]. Как мы знаем, умножение осцилли­рующей функции типа eiωt на еiθ означает изменение фазы коле­баний на угол θ, возникающее из-за задержки при прохождении пластинки. Фаза запаздывает на величину ω(n-1)Δz/c (именно запаздывает, поскольку в экспоненте стоит знак минус).

Мы говорили раньше, что пластинка добавляет поле Еа к первоначальному полю ES=E0ехр[iω(t-z/c)], а вместо этого нашли, что действие пластинки сводится к умножению поля на фактор, сдвигающий фазу колебаний. Однако здесь нет противоречия, поскольку тот же результат можно получить, приба­вив подходящее комплексное число. Это число особенно просто найти для малых Δz, так как ех при малых x с большой точностью равно (1+x).



*Фиг. 31.3. Построение вектора поля прошедшей через материал волны при некоторых значениях t и z.*

C:\1\pic\gray.jpgТогда можно записать

(31.7)

C:\1\pic\gray.jpgПодставляя это равенство в (31 6), получаем

(31.8)

Первый член в этом выражении есть просто поле источника, а второй следует приравнять Еа — полю, создаваемому осцилли­рующими зарядами пластинки справа от нее. Поле Еа выражено здесь через показатель преломления n; оно, разумеется, зависит от напряженности поля источника.

• • •

Смысл сделанных преобразований легче всего понять с по­мощью диаграммы комплексных чисел (см. фиг. 31.3). Отло­жим сперва Es (z и t выбраны на рисунке такими, что Es лежит на действительной оси, но это не обязательно). За­держка при прохождении пластинки приводит к запаздыва­нию фазы Es, т. е. поворачивает Es на отрицательный угол. Это все равно, что добавить малый вектор Еа, направленный почти под прямым углом к Es. Именно такой смысл имеет множитель (-i) во втором члене (31.8). Он означает, что при действитель­ном Es величина Еа отрицательная и мнимая, а в общем случае Es и Ёа образуют прямой угол.

**§ 2. Поле, излучаемое средой**

Мы должны теперь выяснить, имеет ли поле осциллирующих зарядов в пластинке тот же вид, что и поле Еа во втором члене (31.8). Если это так, то тем самым мы найдем и показатель пре­ломления n [поскольку n — единственный фактор в (31.8), не выражающийся через фундаментальные величины]. Вернемся теперь к вычислению поля Еа , создаваемого зарядами пластин­ки. (Для удобства мы выписали в табл. 31.1 обозначения, которы­ми мы уже пользовались, и те, которые нам понадобятся в дальнейшем.)

Таблица 31.1 ● обозначения которыми мы пользуемся

ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ \_\_\_\_\_\_\_

Es поле, создаваемое источником

Еа поле, создаваемое зарядами пластинки

Δz толщина пластинки

z расстояние по нормали к пластинке

n показатель преломления

ω частота (угловая) излучения

N число зарядов в единице объема пластинки

η число зарядов на единицу площади пластинки

qе заряд электрона

m масса электрона

ω0 резонансная частота электрона, связанного в атоме

C:\1\pic\gray.jpgЕсли источник S (на фиг. 31.1) находится слева на достаточно большом расстоянии, то поле Es имеет одинаковую фазу по всей длине пластинки, и вблизи пластинки его можно записать в виде

(31.9)

C:\1\pic\gray.jpgНа самой пластинке в точке z=0 мы имеем

(31.10)

Это электрическое поле воздействует на каждый электрон в атоме, и они под действием электрической силы qE будут коле­баться вверх и вниз (если e0 направлено вертикально). Чтобы найти характер движения электронов, представим атомы в виде маленьких осцилляторов, т. е. пусть электроны упруго соеди­нены с атомом; это значит, что смещение электронов из нормаль­ного положения под действием силы пропорционально величине силы.

C:\1\pic\gray.jpg Если вы слышали о модели атома, в которой электроны вращаются по орбите вокруг ядра, то эта модель атома вам покажется просто смешной. Но это лишь упрощенная модель. Точная теория атома, основанная на квантовой механике, утверждает, что в процессах с участием света электроны ведут себя так, как будто они закреплены на пружинах. Итак, предположим, «что на электроны действует линейная возвращающая сила, и поэтому они ведут себя как осцилляторы с массой m и резонансной частотой ω0. Мы уже занимались изучением таких осцилляторов и знаем уравнение движения, которому они под­чиняются:

(31.11)

(здесь F — внешняя сила).

C:\1\pic\gray.jpgВ нашем случае внешняя сила создается электрическим полем волны источника, поэтому можно написать

(31.12)

где qe — заряд электрона, а в качестве ES мы взяли значение ЕS = Е0еiωt из уравнения (31.10). Уравнение движения элект­рона приобретает вид

C:\1\pic\gray.jpg

(31.13)

C:\1\pic\gray.jpgРешение этого уравнения, найденное нами раньше, выглядит следующим образом:

(31.15)

C:\1\pic\gray.jpgоткуда

(31.16)

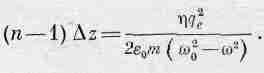
Мы нашли то, что хотели,— движение электронов в пластинке. Оно одинаково для всех электронов, и только среднее положение («нуль» движения) у каждого электрона свое.

C:\1\pic\gray.jpgТеперь мы в состоянии определить поле Еа , создаваемое атомами в точке Р, поскольку поле заряженной плоскости было найдено еще раньше (в конце гл. 30). Обращаясь к уравнению (30.19), мы видим, что поле Еа в точке Р есть скорость заряда, за­паздывающая по времени на величину z/c, умноженная на отри­цательную константу. Дифференцируя х из (31.16), получаем скорость и, введя запаздывание [или же просто подставляя х0 из (31.15) в (30.18)], приходим к формуле

(31.17)

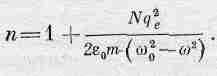
Как и следовало ожидать, вынужденное колебание электронов привело к новой волне, распространяющейся вправо (на это указывает множитель ехр[iω(t-z/c)]); амплитуда волны про­порциональна числу атомов на единице площади пластинки (множитель η), а также амплитуде поля источника (Е0). Кроме того, возникают и другие величины, зависящие от свойств ато­мов (qe , m , ω0).

Самый важный момент, однако, заключается в том, что фор­мула (31.17) для Еa очень похожа на выражение Еа в (31.8), полученное нами с помощью введения запаздывания в среде с показателем преломления n. Оба выражения совпадают, если положить



(31.18)

Заметьте, что обе стороны этого равенства пропорциональны Δz, поскольку η — число атомов на единицу площади — равно NΔz, где N — число атомов на единицу объема пластинки. Под­ставляя NΔz вместо ηи сокращая на Δz, получаем наш основ­ной результат — формулу для показателя преломления, выра­женную через константы, зависящие от свойств атомов, и часто­ту света:



(31.19)

Эта формула «объясняет» показатель преломления, к чему мы и стремились.

**§ *3.* Дисперсия**

Полученный нами результат очень интересен. Он дает не только показатель преломления, выраженный через атомные постоянные, но указывает, как меняется показатель преломления с частотой света ω. С помощью простого утверждения «свет дви­жется с меньшей скоростью в прозрачной среде» мы никогда бы не смогли прийти к этому важному свойству. Нужно, конечно, еще знать число атомов в единице объема и собственную частоту атомов ω0. Мы еще не умеем определять эти величины, поскольку они разные для разных материалов, а общую теорию по данному вопросу мы сейчас изложить не можем. Общая теория свойств различных веществ — их собственных частот и

т. п.— форму­лируется на основе квантовой механики. Кроме того, свойства различных материалов и величина показателя преломления сильно меняются от материала к материалу, и поэтому вряд ли можно надеяться, что вообще удастся получить общую форму­лу, пригодную для всех веществ.

Тем не менее попробуем применить нашу формулу к разным средам. Прежде всего, для большинства газов (например, для воздуха, большей части бесцветных газов, водорода, гелия и т. д.) собственные частоты колебаний электронов соответствуют уль­трафиолетовому свету. Эти частоты много больше частот види­мого света, т. е. ω0 много больше ω, и в первом приближении можно пренебречь ω2 по сравнению с ω02. Тогда показатель преломления получается почти постоянным. Итак, для газов показатель преломления можно считать константой. Этот вывод справедлив также и для большинства других прозрачных сред, например для стекла. Взглянув более внимательно на наше выражение, можно заметить, что при увеличении со знамена­тель уменьшается, а, следовательно, показатель преломления растет. Таким образом, n медленно увеличивается с ростом час­тоты. Для синего света показатель преломления больше, чем для красного. Именно поэтому синие лучи сильнее отклоняются призмой, чем красные.

Сам факт зависимости показателя преломления от частоты называется дисперсией, так как именно из-за дисперсии свет «диспергирует», раскладывается призмой в спектр. Формула, выражающая показатель преломления как функцию частоты, называется формулой дисперсии. Итак, мы нашли дисперсион­ную формулу. (За последние несколько лет «дисперсионные фор­мулы» стали использоваться в теории элементарных частиц.)

Наша дисперсионная формула предсказывает ряд новых инте­ресных эффектов. Если частота ω0 лежит в области видимого света или если измерять показатель преломления вещества, например стекла, для ультрафиолетовых лучей (где ω близко к ω0), то знаменатель стремится к нулю, а показатель преломления становится очень большим. Пусть, далее, ω больше ω0. Такой случай возникает, например, если облучать вещества типа стекла рентгеновскими лучами. Кроме того, многие вещества, непро­зрачные для обычного света (скажем, уголь), прозрачны для рентгеновских лучей, поэтому можно говорить о показателе преломления этих веществ для рентгеновских лучей. Собствен­ные частоты атомов углерода гораздо меньше частоты рентгенов­ских лучей. Показатель преломления в этом случае дается нашей дисперсионной формулой, если положить ω0=0 (т. е. мы прене­брегаем ω02 по сравнению с ω2).

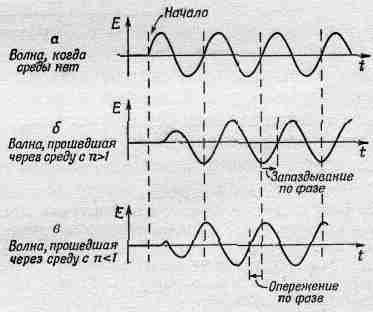
Аналогичный результат получается при облучении газа сво­бодных электронов радиоволнами (или светом). В верхних слоях атмосферы ультрафиолетовое излучение Солнца выбивает элек­троны из атомов, в результате чего образуется газ свободных электронов. Для свободных электронов ω0=0 (упругой возвращающей силы нет). Полагая в нашей дисперсионной формуле ω0=0, получаем разумную формулу для показателя преломления радиоволн в стратосфере, где N теперь означает плотность сво­бодных электронов (число на единицу объема) в стратосфере. Но, как видно из формулы, при облучении вещества рентгеновскими лучами или электронного газа радиоволнами член (ш02-ш2) ста­новится отрицательным, откуда следует, что n меньше единицы. Это значит, что эффективная скорость электромагнитных волн в веществе больше c! Может ли так быть?

Может. Хотя мы и говорили, что сигналы не могут распро­страняться быстрее скорости света, тем не менее показатель преломления при некоторой частоте может быть как больше, так и меньше единицы. Это просто означает, что сдвиг фазы за счет рассеяния света либо положителен, либо отрицателен. Кроме того, можно показать, что скорость сигнала определяется показателем преломления не при одном значении частоты, а при многих частотах. Показатель преломления указывает на ско­рость движения гребня волны. Но гребень волны не составляет еще сигнала. Чистая волна без всяких модуляций, т. е. состоя­щая из бесконечно повторяющихся правильных осцилляции, не имеет «начала», и ее нельзя использовать для посылки сигна­лов времени. Чтобы послать сигнал, волну нужно видоизменить, сделать на ней отметку, т. е. сделать ее кое-где потолще или по­тоньше. Тогда волна будет содержать не одну частоту, а целый ряд частот, и можно показать, что скорость распространения сигнала зависит не от одного значения показателя преломления, а от характера изменения показателя с частотой. Мы пока от­ложим этот вопрос. В гл. 48 (вып. 4) мы вычислим скорость рас­пространения сигналов в стекле и убедимся, что она не превышает скорости света, хотя гребни волны (понятия чисто математиче­ские) движутся быстрее скорости света.

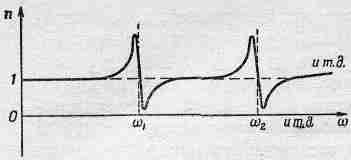
Несколько слов по поводу механизма этого явления. Главная трудность здесь связана с тем фактом, что вынужденное движе­ние зарядов противоположно по знаку направлению поля. Дей­ствительно, в выражении (31.16) для смещения заряда х множи­тель (ω0-ω2) отрицателен для малых ω0 и смещение имеет обратный знак по отношению к внешнему полю. Получается, что, когда поле действует с некоторой силой в одном направлении, заряд движется в противоположном направлении.

Как случилось, что заряд стал двигаться в сторону, проти­воположную силе? В самом деле, при включении поля заряд движется не противоположно силе. Сразу после включения поля возникает переходный режим, затем колебания устанавливаются и только после этого колебания заряды направлены про­тивоположно внешнему полю. Одновременно результирующее поле начинает опережать по фазе поле источника. Когда мы го­ворим, что «фазовая скорость», или скорость гребней волны, больше с, то мы имеем в виду именно опережение по фазе.

На фиг. 31.4 показан примерный вид волн, возникающих при резком включении волны источника (т. е. при посылке сигнала).



*Фиг. 31.4. Волновые «сигналы».*



*Фиг. 31.5. Показатель преломления как функция частоты.*

Из рисунка видно, что для волны, проходящей в среде с опере­жением по фазе, сигнал (т. е. начало волны) не опережает по времени сигнал источника.

Обратимся теперь снова к дисперсионной формуле. Следует помнить, что полученный нами результат несколько упрощает истинную картину явления. Чтобы быть точными, в формулу необходимо внести некоторые поправки. Прежде всего, в нашу модель атомного осциллятора следует ввести затухание (иначе осциллятор, раз начав, будет колебаться до бесконечности, что неправдоподобно). Движение затухающего осциллятора мы уже изучали в одной из прошлых глав [см. уравнение (23.8)]. Учет затухания приводит к тому, что в формулах (31.16), а поэтому и

в (31.19), вместо (ω02-ω2) появляется (ω02-ω2+iγω)' где γ — коэффициент затухания.

Вторая поправка к нашей формуле возникает потому, что каждый атом обычно имеет несколько резонансных частот. Тогда вместо одного вида осцилляторов, нужно учесть действие не­скольких осцилляторов с разными резонансными частотами, ко­лебания которых происходят независимо друг от друга, и сло­жить вклады от всех осцилляторов.

Пусть в единице объема содержится Nk электронов с соб­ственной частотой (ωk и коэффициентом затухания γk. Наша дисперсионная формула примет в результате вид

C:\1\pic\gray.jpg

(31.20)

Это окончательное выражение для показателя преломления справедливо для большого [числа веществ](#прим1). Примерный ход показателя преломления с частотой, даваемый формулой (31.20), приведен на фиг. 31.5.

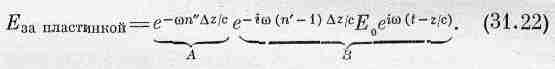
Вы видите, что всюду, за исключением области, где ω очень близко к одной из резонансных частот, наклон кривой положи­телен. Такая зависимость носит название «нормальной» диспер­сии (потому что этот случай встречается наиболее часто). Вблизи резонансных частот кривая имеет отрицательный наклон, и в этом случае говорят об «аномальной» дисперсии (имея в виду «ненормальную» дисперсию), потому что она была наблюдена задолго до того, как узнали об электронах, и казалась в то время необычной, С нашей точки зрения, оба наклона вполне «нор­мальны»!

**§ 4 Поглощение**

C:\1\pic\gray.jpgВы уже, наверное, заметили нечто странное в последней фор­ме (31.20) нашей дисперсионной формулы. Из-за члена iγ, учи­тывающего затухание, показатель преломления стал комплексной величиной! Что это означает? Выразим n через действительную и мнимую части:

(31.21)

причем n' и n" вещественны. (Перед in" стоит знак минус, а само n", как легко убедиться, положительно.)

Смысл комплексного показателя преломления легче всего понять, вернувшись к уравнению (31.6) для волны, проходящей сквозь пластинку с показателем преломления n. Подставив сюда комплексное n и произведя перегруппировку членов, получаем

Множители, обозначенные буквой В, имеют прежний вид и, как и раньше, описывают волну, фаза которой после прохожде­ния пластинки запаздывает на угол ω (n'-1)Δz/c. Множитель А (экспонента с действительным показателем) представляет нечто новое. Показатель экспоненты отрицателен, следователь­но, А вещественно и меньше единицы. Множитель А уменьшает амплитуду поля; с ростом Δz величина А, а следовательно, и вся амплитуда падает. При прохождении через среду электро­магнитная волна затухает. Среда «поглощает» часть волны. Волна выходит из среды, потеряв часть своей энергии. Этому не следует удивляться, потому что введенное нами затухание осцилляторов обусловлено силой трения и непременно приводит к потере энергии. Мы видим, что мнимая часть комплексного показателя преломления n" описывает поглощение (или «ослаб­ление») электромагнитной волны. Иногда n" называют еще «ко­эффициентом поглощения».

Заметим также, что появление мнимой части n отклоняет стрелку, изображающую Еа на фиг. 31.3, к началу координат.

Отсюда ясно, почему поле ослабевает при прохождении через среду.

Обычно (как, например, у стекла) поглощение света очень мало. Именно так и получается по нашей формуле (31.20), по­тому что мнимая часть знаменателя iγkω много меньше дейст­вительной части (ω2k-ω2). Однако когда частота ω близка к ωk, резонансный член (ω2k-ω2) оказывается мал по сравнению с iγkω и показатель преломления становится почти чисто мнимым. Поглощение в этом случае определяет основной эффект. Именно поглощение дает в солнечном спектре темные линии. Свет, излу­чаемый поверхностью Солнца, проходит сквозь солнечную атмос­феру (а также через атмосферу Земли), и частоты, равные резо­нансным частотам атомов в атмосфере Солнца, сильно поглощаются.

Наблюдение подобных спектральных линий солнечного света позволяет установить резонансные частоты атомов, а следова­тельно, и химический состав солнечной атмосферы. Точно так же по спектру звезд узнают состав звездного вещества. С по­мощью этих методов обнаружили, что химические элементы на Солнце и звездах не отличаются от земных.

**§ 5. Энергия световой волны**

Как мы видели, мнимая часть показателя преломления ха­рактеризует поглощение. Попробуем теперь вычислить энергию, переносимую световой волной. Мы высказали соображения в пользу того, что энергия световой волны пропорциональна Е2, среднему по времени от квадрата электрического поля волны. Ослабление электрического поля за счет поглощения волны должно приводить к потере энергии, переходящей в какое-то трение электронов и в конечном счете, как нетрудно догадаться, в тепло.

Взяв часть световой волны, падающую на единичную пло­щадку, например на квадратный сантиметр поверхности нашей пластинки на фиг. 31.1, можно записать энергетический баланс в следующей форме (мы предполагаем, что энергия сохраняется!):

Падающая энергия в 1 сек = Выходящая энергия в 1 сек+Работа, совершаемая в1 сек. **(31.23)**

Вместо первого члена можно написать аЕ2s, где а — коэффициент пропорциональности, связывающий среднее значение Е2 с энер­гией, переносимой волной. Во втором члене необходимо вклю­чить поле излучения атомов среды, т. е. мы должны записать

а (Еs+Ea)2 или (раскладывая квадрат суммы) a (E2s+2EsEa +-Е2а).

Все наши вычисления проводились в предположении, что

толщина слоя материала мала и показатель преломления его

незначительно отличается от единицы, тогда Еа оказывается много меньше Es (это было сделано с единственной целью — упростить вычисления). В рамках нашего приближения член

Е2а следует опустить, пренебрегая им по сравнению с EsEa . Вы можете на это возразить: «Тогда нужно отбросить и EsEa, потому что этот член много меньше El». Действительно, EsEa

много меньше Е2s, но если мы выбросим этот член, то получим приближение, в котором эффекты среды не учитываются совсем! Правильность наших вычислений в рамках сделанного прибли­жения проверяется тем, что мы всюду оставляли члены, пропор­циональные —NΔz (плотности атомов в среде), но выбрасывали члены порядка (NΔz)2 и более высоких степеней по NΔz. Наше приближение можно было бы назвать «приближением малой плотности».

Заметим, кстати, что наше уравнение баланса энергии не содержит энергии отраженной волны. Но так и должно быть, потому что амплитуда отраженной волны пропорциональна NΔz, а энергия пропорциональна (NΔz)2.

C:\1\pic\gray.jpgЧтобы найти последний член в (31.23), нужно вычислить работу, совершаемую падающей волной над электронами за 1 сек. Работа, как известно, равна силе, умноженной на расстоя­ние; отсюда работа в единицу времени (называемая также мощ­ностью) дается произведением силы на скорость. Точнее, она равна F•v, но в нашем случае сила и скорость имеют одинако­вое направление, поэтому произведение векторов сводится к обычному (с точностью до знака). Итак, работа, совершаемая в 1 сек над каждым атомом, равна qeEsv. Поскольку на единичную площадку приходится NΔz атомов, последний член в уравнении (31.23) оказывается равным NΔzqeEsv. Уравнение баланса энер­гии принимает вид

(31.24)

C:\1\pic\gray.jpgЧлены αE2S сокращаются, и мы получаем

(31.25)

C:\1\pic\gray.jpgВозвращаясь к уравнению (30.19), находим Еа для больших z:

(31.26)

C:\1\pic\gray.jpg(напомним, что η=NΔz). Подставляя (31.26) в левую часть равенства (31.25), получаем

C:\1\pic\gray.jpgHo Es (в точке z) равно Es (в точке атома) с запаздыванием на z/c. Поскольку среднее значение не зависит от времени, оно не изменится, если временной аргумент запаздывает на z/c, т. е. оно равно Es (в точке атома)•v, но точно такое же среднее значение стоит и в правой части (31.25). Обе части (31.25) будут равны, если выполняется соотношение

(31.27)

Таким образом, если справедлив закон сохранения энергии, то количество энергии электрической волны, приходящееся на единичную площадку в единицу времени (то, что мы называем интенсивностью), должно быть равно ε0сЕ2. Обозначив интен­сивность через S, получим



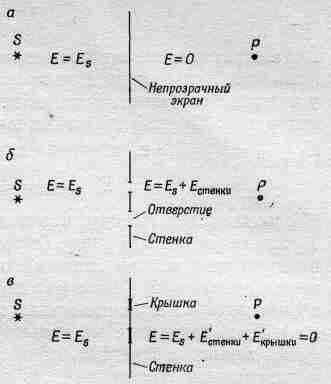
(31.28)

где черта означает среднее по времени. Из нашей теории показа­теля преломления получился замечательный результат!

**§ 6. Дифракция света на непрозрачном экране**

Теперь наступил удобный момент, чтобы применить методы настоящей главы к решению задачи другого рода. В гл. 30 мы говорили, что распределение интенсивности света — дифрак­ционную картину, возникающую при прохождении света через отверстия в непрозрачном экране,— можно найти, равномерно распределив источники (осцилляторы) по площади отверстий. Другими словами, дифрагированная волна выглядит так, как будто источником служит дырка в экране. Мы должны выяснить причину этого явления, ведь на самом деле именно в дырке нет источников, нет никаких зарядов, движущихся с ускорением.

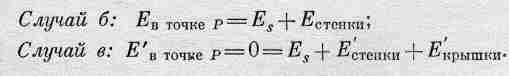
Ответим сначала на вопрос: что такое непрозрачный экран? Пусть между источником S и наблюдателем Р находится совер­шенно непрозрачный экран, как показано на фиг. 31.6, а. Раз экран «непрозрачный», поле в точке Р отсутствует. Почему? Согласно общим принципам, поле в точке Р равно полю Es , взятому с некоторым запаздыванием, плюс поле всех остальных зарядов. Но, как было показано, поле Es приводит заряды экра­на в движение, а они в свою очередь создают новое поле, и, если экран непрозрачный, это поле зарядов должно в точности по­гасить поле Es с задней стенки экрана. Тут вы можете возра­зить: «Каким чудом они в точности погасятся! А что, если по­гашение неполное?» Если бы поля гасились не полностью (на­помним, что экран имеет некоторую толщину), поле в экране вблизи от задней стенки было бы отлично от нуля.



*Фиг. 31.6. Дифракция на непрозрачном экране.*

Но тогда оно приводило бы в движе­ние другие электроны экра­на, создавая тем самым но­вое поле, стремящееся ском­пенсировать первоначальное поле. Если экран толстый, в нем имеется достаточно много возможностей, чтобы свести остаточное поле к нулю. Пользуясь нашей термино­логией, можно сказать, что непрозрачный экран обладает большим и чисто мнимым показателем преломления и поэтому волна в нем экспоненциально затухает. Вам, наверное, извест­но, что тонкие слои большинства непрозрачных материалов, даже золота, прозрачны.

Посмотрим теперь, какая возникнет картина, если взять такой непрозрачный экран с отверстием, какой изображен на фиг. 31.6, б. Каким будет поле в точке P? Поле в точке Р слагает­ся из двух частей — поля источника S и поля экрана, т. е. поля от движения зарядов в экране. Движение зарядов в экра­не, по-видимому, очень сложное, но создаваемое ими поле на­ходится довольно просто.

Возьмем тот же самый экран, но закроем отверстия крышка­ми, как показано на фиг. 31.6, в. Пусть крышки сделаны из того же материала, что и экран. Заметьте, что крышки поставлены в тех местах, где на фиг. 31.6, б показаны отверстия. Давайте вычислим теперь поле в точке Р. Поле в точке Р в случае, по­казанном на фиг. 31.6, в, разумеется, равно нулю, но, с другой стороны, оно также равно полю источника плюс поле электронов экрана и крышек. Мы можем написать следующее равенство:

C:\1\pic\gray.jpgШтрихи относятся к случаю, когда отверстия закрыты крышками; значение Es в обоих случаях, конечно, одно и то же. Вычитая одно равенство из другого, получаем

Если отверстия не слишком малы (например, шириной во много длин волн), то присутствие крышек не должно повлиять на поле у экрана, исключая, быть может, узкую область вблизи краев отверстий. Пренебрегая этим малым эффектом, можно написать

C:\1\pic\gray.jpgEстенки=E'стенки и, следовательно,

Мы приходим к выводу, что поле в точке Р при открытых от­верстиях (случай б) равно (с точностью до знака) полю, созда­ваемому той частью сплошного экрана, которая находится на месте отверстий! (Знак нас не интересует, поскольку обычно имеют дело с интенсивностью, пропорциональной квадрату по­ля.) Этот результат не только справедлив (в приближении не очень малых отверстий), но и важен; кроме всего прочего, он подтверждает справедливость обычной теории дифракции:

Поле E'крышки вычисляется при условии, что движение за­рядов всюду в экране создает именно такое поле, которое гасит поле Es на задней поверхности экрана. Определив движение зарядов, мы складываем поля излучения зарядов в крышках и находим поле в точке Р.

Напомним еще раз, что наша теория дифракции приближен­ная и справедлива в случае не слишком малых отверстий. Если размер отверстий мал, член E'крышки также мал и разность E'стенки-Eстенки (которую мы считали равной нулю) может быть сравнима и даже много больше ё'крышки. Поэтому наше прибли­жение оказывается негодным.

***\* Такая же формула получается и с помощью квантовой механики, однако интерпретация ее в этом случае иная. В квантовой механике даже одноэлектронный атом, например водород, имеет несколько резонансных частот. Поэтому вместо числа электронов Nk с частотой*** ω***k появляется мно­житель Nfk где N — число атомов в единице объема, а число fk (называе­мое силой осциллятора) указывает, с каким весом входит данная резонансная частота* ω*k.***

# Глава 32

## РАДИАЦИОННОЕ ЗАТУХАНИЕ. РАССЕЯНИЕ СВЕТА

[**§ 1. Радиаци****онное сопротивление**](#a1)

[**§ 2. Интенси****вность излучения**](#a2)

[**§ 3. Радиацио****нное затухание**](#a3)

[**§ 4, Незави****симые источники**](#a4)

[**§ 5. Рассе****яние света**](#a5)

**§ 1. Радиационное сопротивление**

В предыдущей главе мы показали, что сис­тема осциллирующих зарядов излучает энер­гию, и нашли формулу для энергии излучения. Количество энергии, проходящее в 1 сек через квадратный метр поверхности площадки, пер­пендикулярной направлению излучения, опре­деляется средней величиной квадрата электри­ческого поля системы, умноженной на ε0c:

Р = ε0с<E2>. (32.1)

Каждый заряд, колеблясь, излучает энергию; излучает, например, и антенна, в которой внеш­ний источник вызывает движение зарядов. При излучении энергия уходит в пространство, и в силу закона сохранения энергии по проводам, присоединенным к антенне, должна подаваться некоторая мощность. Это означает, что антенна, присоединенная к цепи источника тока, играет роль сопротивления, т. е. такого элемента цепи, где происходит «потеря» энергии (на самом деле энергия не теряется, а излучается, но по отно­шению к данному контуру энергия уходит без­возвратно). В обычном сопротивлении «теряе­мая» энергия переходит в тепло; в данном слу­чае энергия уходит в пространство. С точки зре­ния теории электрических цепей неважно, куда уходит энергия, результат один и тот же — происходит «утечка» энергии из цепи. Поэтому, если антенна сделана даже из чистейшей меди, все равно для генератора она представляет со­бой сопротивление. Желательно, чтобы антенны излучали максимально возможное количество энергии, поэтому стараются уменьшить их ем­кость и индуктивность; самые лучшие ан­тенны имеют очень малую емкость и индуктивность. Сопротивление, которое имеют антенны в цепи, назы­вают радиационным сопротивлением.

Пусть через антенну проходит ток I, тогда средняя мощность, теряемая в антенне, равна квадрату тока, умноженному на сопротивление. Излучаемая антенной мощность также пропор­циональна квадрату тока, потому что напряженность поля про­порциональна току, а излучаемая энергия пропорциональна квадрату поля. Коэффициент пропорциональности, связываю­щий излучаемую мощность и <I2>, и есть радиационное сопро­тивление.

Интересно узнать, из-за чего возникает радиационное сопро­тивление. Возьмем простой пример: пусть ток по антенне течет попеременно вверх и вниз. Если сообщить заряженному телу ускоренное движение вверх и вниз, то оно начнет излучать (не­заряженное тело при этом энергию не излучает). Раз антенна из­лучает энергию, мы должны совершать над ней работу. Но одно дело показать с помощью закона сохранения энергии, что энер­гия теряется, и совсем другое — ответить на вопрос: против какой силы мы совершаем работу? Это очень интересный и труд­ный вопрос, на который применительно к электронам так и не удалось дать полного и удовлетворительного ответа. Однако в случае антенн ответ был найден. Вот что происходит в антеннах: поля, создаваемые движущимися электронами в одной части антенны, воздействуют на электроны в другой части. Можно вы­числить действующие силы и найти производимую ими работу, а отсюда получить формулу для радиационного сопротивления. Было бы неправильно утверждать: «Мы можем вычислить», потому что мы еще не изучили законы электричества на малых расстояниях и знаем, каково электрическое поле только на больших расстояниях. Хотя мы привели формулу (28.3), мы еще не можем ею воспользоваться для вычисления поля внутри волновой зоны, потому что эта формула для нас слитком слож­на. Правда, с помощью закона сохранения энергии мы можем получить результат и не зная вида поля на малых расстояниях. (Обращая ход рассуждений, можно найти взаимодействие на малых расстояниях, если известен вид поля на больших расстоя­ниях и если затем воспользоваться законом сохранения энергии; мы, однако, не будем сейчас заниматься этим вопросом.)

Пусть теперь имеется один-единственный электрон; к чему приложена возникающая в нем сила сопротивления? Старая классическая теория представляла электрон в виде маленького шарика, различные части которого взаимодействуют друг с другом. В результате запаздывания при распространении взаи­модействия внутри этого шарика сила оказывается несколько смещенной по фазе относительно скорости движения. Мы знаем, что, когда электрон покоится, «действие равно противодейст­вию». Поэтому внутренние силы уравновешиваются и результирующая сила равна нулю. Но в ускоренном электроне сила, дей­ствующая на переднюю половинку со стороны задней, из-за запаздывания не равна силе, действующей в обратном направ­лении. Запаздывание взаимодействия во времени нарушает баланс сил, и в результате вся система как бы «наступает сама себе на шнурки». Такое объяснение возникновения радиацион­ного сопротивления у движущегося электрона встретилось со многими трудностями и, прежде всего потому, что по совре­менным представлениям электрон вовсе не «маленький шарик»; проблема так и осталась нерешенной по сей день. Тем не менее, даже не зная механизма действия сил, мы можем точно вычис­лить силу сопротивления излучения, т. е. затраты энергии на ускорение заряда.

**§ 2. Интенсивность излучения**

Вычислим теперь полную энергию, излучаемую зарядом при ускорении. Для общности возьмем случай произвольного уско­рения, считая, однако, движение нерелятивистским. Когда уско­рение направлено, скажем, по вертикали, электрическое поле излучения равно произведению заряда на проекцию запаздыва­ющего ускорения, деленному на расстояние. Таким образом, нам известно электрическое поле в любой точке, а отсюда мы знаем энергию ε0cE2, проходящую через единичную площадку за 1 сек.

Величина ε0c часто встречается в формулах распространения радиоволн. Обратную ей величину можно назвать импедансом вакуума (или сопротивлением вакуума); она равна 1/ε0с =377 ом. Отсюда мощность (в ваттах на квадратный метр) есть средний квадрат поля, деленный на 377.

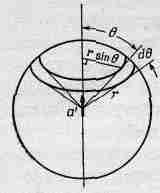
C:\1\pic\gray.jpgС помощью формулы (29.1) для электрического поля мы по­лучаем

(32.2)

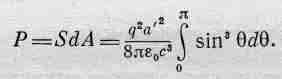
где S — мощность на 1 м2, излучаемая под углом θ. Как уже отмечалось, S обратно пропорционально расстоянию. Интегри­руя, получаем отсюда полную мощность, излучаемую во всех направлениях. Для этого сначала умножим S на площадь по­лоски сферы, тогда мы получим поток энергии в интервале угла dθ (фиг. 32.1). Площадь полоски вычисляется следующим обра­зом: если радиус равен r, то толщина полоски равна rdθ, а длина 2πrsinθ, поскольку радиус кольцевой полоски есть rsinθ. Таким образом, площадь полоски равна

C:\1\pic\gray.jpg

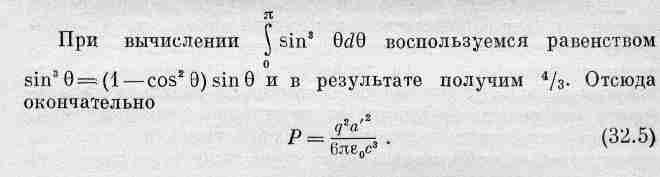
(32.3)



*Фиг. 32.1. Площадь кольца на сфере, равная 2nr*sin*QrdQ.*

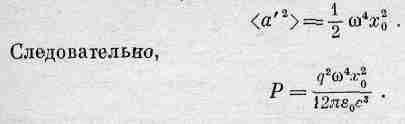
Умножая поток [мощность на 1 *м2,* согласно формуле (32.2)] на площадь полоски, найдем энергию, излучаемую в интер­вале углов θ и θ+dθ; далее нужно проинтегрировать по всем углам θ от 0 до 180°:

(32.4)



Необходимо сделать несколько замечаний по поводу этого выражения. Прежде всего, поскольку а' есть вектор, то а'2 в формуле (32.5) означает а'•а', т. е. квадрат длины вектора. Во-вторых, в формулу (32.2) для потока входит ускорение, взятое с учетом запаздывания, т. е. ускорение в тот момент времени, когда была излучена энергия, проходящая сейчас через поверхность сферы. Может возникнуть мысль, что энергия действительно была излучена точно в указанный момент вре­мени. Но это не совсем правильно. Момент излучения нельзя определить точно. Можно вычислить результат только такого движения, например колебания и т. п., где ускорение в конце концов исчезает. Следовательно, мы можем найти только полный поток энергии за весь период колебаний, пропорциональный среднему за период квадрату ускорения. Поэтому а'2 в (32.5) должно означать среднее по времени от квадрата ускорения. Для такого движения, когда ускорение в начале и в конце обращается в нуль, полная излученная энергия равна интегралу по времени от выражения (32.5).

Посмотрим, что дает формула (32.5) для осциллирующей системы, для которой ускорение а' имеет вид ω2x0еiωt. Сред­нее за период от квадрата ускорения равно (при возведении

в квадрат надо помнить, что на самом деле вместо экспоненты должна входить ее действительная часть — косинус, а среднее от cos2ωt дает l/2):

(32.6)

Эти формулы были получены сравнительно недавно — в начале XX века. Это замечательные формулы, они имели огромное историческое значение, и о них стоило бы почи­тать в старых книгах по физике. Правда, там использовалась другая система единиц, а не система СИ. Однако в конечных результатах, относящихся к электронам, эти осложнения можно исключить с помощью следующего правила соответствия: вели­чина q2e/4πε0, где qе — заряд электрона (в кулонах), раньше записывалась как е2. Легко убедиться, что в системе СИ значе­ние е численно равно 1,5188•10-14, поскольку мы знаем, что

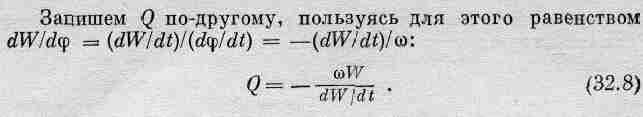
C:\1\pic\gray.jpgqe= 1,60206•10-19 и 1/4πε0= 8,98748•109. В дальнейшем мы будем часто пользоваться удобным обозначением

(32.7)

Если это численное значение eподставить в старые формулы, то все остальные величины в них можно считать опре­деленными в системе СИ. Например, формула (32.5) прежде имела вид *Р* = 2/3е2а2/с3. А потенциальная энергия прото­на и электрона на расстоянии r есть *q2e*/4πε0r или е2/r, где *е*=1,5188-10-14 ед. СИ.

**§ 3. Радиационное затухание**

Заряд, закрепленный на пружине с собственной частотой ω0 (или электрон в атоме), даже в абсолютно пустом простран­стве не сможет колебаться бесконечно долго, поскольку, колеб­лясь, он теряет энергию на излучение. Никаких сил сопротив­ления в обычном смысле этого слова, никакой вязкости здесь нет. Но колебания не будут происходить «вечно», вследствие излучения они будут медленно замирать. А насколько медленно? Определим для осциллятора величину *Q,* вызванную так назы­ваемым радиационным сопротивлением или радиационным зату­ханием. Для любой колеблющейся системы величина Q равна энергии системы в данный момент времени, деленной на потери энергии, отнесенные к 1 *рад:*

C:\1\pic\gray.jpg

Если Q задано, то легко получить закон спадания энергии колебаний: dW/dt = (-ω/Q)W, откуда следует W =W0e-ωt/Q; здесь W0 — начальная энергия (при t = 0).

Чтобы найти Q для излучающего осциллятора, вернемся к формуле (32.8) и подставим вместо dW/dt выражение (32.6).

C:\1\pic\gray.jpgА что нужно взять в качестве энергии W осциллятора? Кине­тическая энергия осциллятора равна 1/2mv2, а средняя кинети­ческая энергия равна mш2x20/4. Но мы помним, что полная энер­гия осциллятора равна средней кинетической плюс средняя потенциальная, причем обе они для осциллятора равны; поэтому полная энергия равна

(32.9)

C:\1\pic\gray.jpgКакую частоту следует подставить в наши формулы? Мы возь­мем собственную частоту ω0, потому что практически это и есть частота излучения атома, а вместо m подставим me . После ряда сокращений эта формула приводится к виду

(32.10)

(Для большей ясности и из соображений близости к исторически принятой форме мы ввели величину е2 = q2e/4πε0 и записали 2π/λ вместо ω0/с.) Поскольку величина Q безразмерна, множи­тель е2/mес2, зависящий только от массы и заряда электрона и выражающий его внутренние свойства, обязан иметь размер­ность длины. Он был назван классическим радиусом электрона, потому что в старых моделях электрона радиационное сопротив­ление пытались объяснить действием одной части электрона на другие его части, для чего размеры электрона приходилось вы­бирать порядка e2/mec2. Но эта величина потеряла свой прежний смысл, и никто теперь не считает, что электрон имеет такой C:\1\pic\gray.jpgрадиус. Численное значение классического радиуса электрона следующее:

(32.11)

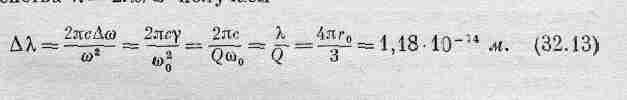
C:\1\pic\gray.jpgВычислим теперь значение *Q* для атома, излучающего ви­димый свет, например для атома натрия. Длина волны излу­чения натрия равна примерно 6000 Å и находится в желтой части спектра; эта величина довольно типична. Отсюда

(32.12)

т. е. для атомов Q порядка 108. Это значит, что атомный осциллятор колеблется 108 *рад,* или примерно 107 периодов, прежде чем его энергия уменьшится в 1*/е* раз. Частота колебаний света v = *с/λ* при длине волны 6000 Å составляет 1015 *гц,* а, следовательно, время жизни, т. е. время, за которое энер­гия уменьшится в *Не* раз, есть величина порядка 10-8сек.

Примерно за такое же время высвечиваются свободные атомы в обычных условиях. Проведенная оценка справедлива только для атомов в пустом пространстве, не подверженных никаким внешним воздействиям. Если электрон находится в твердом теле, он сталкивается с другими атомами и электро­нами, и тогда возникает добавочное сопротивление и затухание будет другим.

Величина эффективного сопротивления *у,* определяющая сопротивление осциллятора, может быть найдена из соотноше­ния 1/*Q=*γ/ωo; вспомним, что именно y определяет ширину резо­нансной кривой ([см. фиг. 23.2](#прим1)) . Итак, мы вычислили *шири­ны спектральных линий* для свободно излучающих атомов! Из равенства λ=2πc/ω получаем



**§ 4. Независимые источники**

Прежде чем перейти ко второй теме этой главы — рассея­нию света, обсудим частный случай явления интерференции, который мы до сих пор не рассматривали. Речь пойдет о таком случае, когда интерференция не возникает. Пусть имеются два источника S1 и S2 с амплитудами поля a1 и A2 . Излучение регистрируется в некоторой точке, в которую оба луча приходят с фазами ϕ1 и ϕ2 (фазы зависят от истинного момента излучения и времени запаздывания, являющегося функцией точки на­блюдения).

Наблюдаемая интенсивность излучения получается сложе­нием двух комплексных векторов с модулями a1 и A2 и фазами ϕ1 и ϕ2 (как в гл. 30) и возведением в квадрат; таким образом, энергия пропорциональна

C:\1\pic\gray.jpg

Если бы не было перекрестного члена 2A1A2cos(ϕ1-ϕ2), пол­ная энергия в данном направлении была бы равна сумме энер­гий A12+A22; излучаемых по отдельности каждым источником, что соответствует нашим обычным представлениям. Иначе говоря, интенсивность света, падающего на предмет от двух источников, совпала бы с суммой интенсивностей обоих источ­ников. С другой стороны, если оставить перекрестный член, суммы интенсивностей не получится, потому что возникнет ин­терференция. В тех случаях, когда перекрестный член роли не играет, интерференция, казалось бы, отсутствует. Фактически же она возникает всегда, но подчас ее не удается наблюдать.

Приведем несколько примеров. Пусть два источника нахо­дятся друг от друга на расстоянии 7 000 000 000 длин волн, что, в общем, вполне осуществимо. Тогда в некотором фиксиро­ванном направлении разность фаз принимает вполне определен­ное значение. Но если сдвинуться от этого направления хоть на волосок, скажем на несколько длин волн (совсем пустячное расстояние: зрачок нашего глаза настолько велик, что действие лучей можно усреднять на расстояниях, много больших длины волны), то разность фаз станет другой и значение косинуса резко изменится. При вычислении средней интенсивности в ма­ленькой области пространства косинус в точках этой области будет все время колебаться — плюс, минус, плюс, минус — и при усреднении даст нуль.

Итак, усреднение по области, в которой фаза быстро меня­ется от точки к точке, обращает интерференционный член в нуль.

Другой пример. Предположим, что два источника колеб­лются и излучают радиоволны независимо друг от друга, т. е. они представляют собой не один осциллятор, питающийся от двух проводов (благодаря чему разность фаз остается постоян­ной), а именно два независимых источника. И пусть источники не настроены точно на одну и ту же частоту (равенства частот очень трудно достигнуть, если не соединять источники в одной цепи). Именно при этих условиях мы и будем называть источ­ники независимыми. Естественно, что из-за сдвига по частоте фазы источников будут различаться, даже если вначале они и совпадали: одна из фаз начнет опережать другую и очень скоро источники окажутся в противофазе, а при дальнейшем опере­жении фазы снова сравняются и т. д. Разность фаз источников будет, таким образом, дрейфовать со временем, но при измере­ниях в течение больших промежутков времени приборы не смо­гут уследить за ними, так как подъемы и спады интенсивности, похожие на «биения» звука, происходят слишком быстро. Мы должны усреднить по промежутку времени наблюдения, но при этом интерференционный член снова выпадает.

Другими словами, при усреднении по разности фаз интерфе­ренционный член обращается в нуль!

Имеется много книг по физике, в которых утверждается, что два различных источника света никогда не интерферируют. Это утверждение не отражает физического закона, а просто характеризует ту чувствительность экспериментальной техники, кото­рая существовала к моменту написания книги. В источнике же света происходит следующее: сначала излучает один атом, затем другой и т. д. Как мы показали выше, атомы излучают последо­вательность волн за время около 10-8 *сек;* через 10-8 *сек* какой-то атом высвечивается, его место занимает другой, затем третий и т. д. Поэтому фаза может оставаться постоянной примерно только в течение 10-8 *сек.* При усреднении за промежутки вре­мени, много большие 10-8 *сек,* интерференционный член от двух источников выпадает, так как фазы источников за это время много раз изменятся. Световые ячейки Керра позволяют реги­стрировать свет с очень большой скоростью, и с их помощью удалось показать, что интерференционный член меняется за время порядка 10-8 *сек.* Но большинство приборов не может регистрировать свет в столь малые интервалы времени и, есте­ственно, не обнаруживает интерференции. Для глаза время усреднения — порядка 1/10 *сек,* поэтому увидеть интерферен­цию обычных источников совершенно невозможно.

Недавно удалось создать источники света, в которых атомы излучают *одновременно,* и поэтому можно обойти эффект усред­нения. Принцип устройства подобных источников весьма сло­жен, его можно понять, только зная законы квантовой меха­ники. Называются эти источники *лазерами.* Частота интерфе­ренции испущенного лазером света, т. е. время, в течение кото­рого фаза остается постоянной, много больше 10-8 *сек.* Оно может быть равно сотой, десятой доле секунды и даже целой секунде; с помощью обычных световых ячеек можно определить частоту интерференции между двумя лазерами. Легко также заметить биения при сложении света от двух лазеров. Вне вся­кого сомнения, скоро станет возможно получать столь медлен­ные биения, что, направив на стенку свет от двух лазеров, можно будет увидеть их невооруженным глазом в виде периодических ослаблений и увеличений яркости пятна!

Еще один пример погашения интерференции представляет собой сложение света не *двух,* а *многих* источников. В этом слу­чае A2R равно квадрату суммы большого числа амплитуд (комп­лексных чисел), т. е. сумме квадратов плюс перекрестные члены от каждой пары. При определенных условиях перекрестные члены могут погаситься и интерференция исчезнет. Например, когда источники распределены в пространстве случайным обра­зом, тогда разность фаз *A2* и *А3* хотя и постоянна, но значитель­но отличается от разности фаз *A1*и *А2* и т. д. В результате полу­чается много косинусов — одни из них положительны, другие отрицательны, а в сумме они почти целиком сокращаются.

Вот почему во многих случаях мы не замечаем эффекта интер­ференции, а полная интенсивность оказывается равной сумме интенсивностей всех источников.

**§ 5. Рассеяние света**

Приведенные выше примеры помогут нам понять одно явле­ние, которое возникает в воздухе в результате неупорядочен­ного расположения атомов. В главе о показателе преломления мы говорили, что падающий свет вызывает излучение атомов. Электрическое поле падающего пучка раскачивает электроны вверх и вниз, и они, двигаясь с ускорением, начинают излу­чать. Это рассеянное излучение образует пучок света, движу­щийся в том же направлении, что и падающий луч, но отличаю­щийся от него по фазе, благодаря чему и возникает показатель преломления.

Но что можно сказать об интенсивности рассеянного света в других направлениях? Если атомы очень правильно череду­ются, образуя красивый геометрический узор, интенсивность во всех остальных направлениях равна нулю, потому что ре­зультат сложения множества векторов с меняющимися фазами сводится к нулю. Но если расположение атомов *беспорядочное,* интенсивность в любом направлении, как мы уже говорили, равна *сумме* интенсивностей от каждого атома в отдельности. Более того, атомы газа постоянно движутся, и разность фаз двух атомов, принимающая определенное значение в некото­рый момент времени, в следующий момент уже изменится, поэтому при усреднении по времени исчезает *каждый* пере­крестный член в отдельности. Следовательно, для определе­ния интенсивности света, рассеянного газом, можно взять рассеяние на *одном атоме* и умножить интенсивность на чи­сло атомов.

Как уже отмечалось, голубой цвет неба объясняется именно рассеянием света в воздухе. Солнечный свет проходит сквозь воздух, и, когда мы смотрим в сторону от Солнца, например, пер­пендикулярно падающему лучу, мы видим свет голубой окрас­ки; попробуем теперь подсчитать *интенсивность* рассеянного света и понять, *почему он голубой.*

Падающий луч света с напряженностью электрического поля Е = Е0еiϖt в точке расположения атома, как известно, застав­ляет электрон колебаться вверх и вниз (фиг. 32.2). С помощью уравнения (23.8) находим амплитуду колебаний

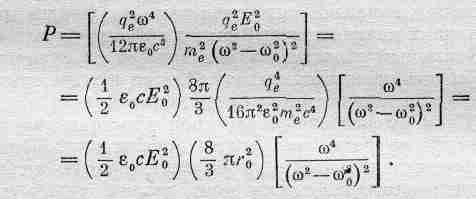
C:\1\pic\gray.jpg

(32.15)

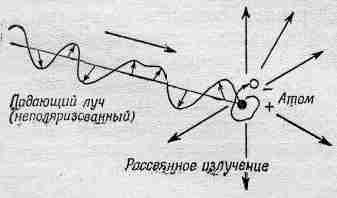
C:\1\pic\gray.jpgВ принципе можно учесть затухание и ввести сумму по часто­там, считая, что атом действует как совокупность осцилляторов с разными частотами. Однако для простоты ограничимся слу­чаем одного осциллятора и пренебрежем затуханием. Тогда выражение для амплитуды принимает вид, которым мы уже пользовались при вычислении показателя преломления:

(32.16)

Из этой формулы для  и равенства (32.2) легко получить интен­сивность рассеяния в заданном направлении.

Однако, чтобы сэкономить время, вычислим сначала *полную интенсивность* рассеяния *во всех* направлениях. Полную энер­гию, рассеиваемую атомом за 1 *сек* во всех направлениях, можно получить из формулы (32.7). После перегруппировки членов выражение для энергии принимает вид

(32.17)



Фиг. 32.2. Луч, падающий на атом, заставляет заряды (элект­роны) атома колебаться. Движущиеся электроны в свою очередь излучают во все стороны.

Мы приводим результат в такой форме потому, что она удобна для запоминания: прежде всего, рассеиваемая энергия пропорциональна квадрату падающего поля. Что это означает? Очевидно, квадрат поля пропорционален энергии падающего пучка, проходящей за 1 сек. (В самом деле, энергия, падающая на 1 м2 за 1 сек, равна произведению ε0с и среднего квадрата электрического поля <E2>; если максимальное значение Е есть Е0 то <E2> = 1/2E02.) Другими словами, рассеиваемая энергия пропорциональна плотности падающей энергии; чем сильнее солнечный свет, тем ярче кажется небо.

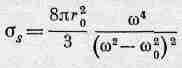
C:\1\pic\gray.jpgА какая доля падающего света рассеивается электроном? Вообразим мишень с площадью а, помещенную на пути луча (не настоящую мишень, сделанную из какого-то вещества, пото­му что она приведет к дифракции света и т. п., а воображаемую мишень, нарисованную в пространстве). Количество энергии, проходящее через поверхность 0, пропорционально падающей интенсивности и площади мишени:

(32.18)

А теперь давайте условимся: полное количество энергии, рассеиваемое атомом, мы приравняем энергии падающего пучка, проходящей через некоторую площадь; указав величину площа­ди, мы тем самым определяем рассеиваемую энергию. В такой форме ответ не зависит от интенсивности падающего пучка; он выражает отношение рассеиваемой энергии к энергии, падающей на 1 м2. Другими словами,

C:\1\pic\gray.jpg

Смысл этой площади заключается в том, что, если бы вся попа­дающая на нее энергия отбрасывалась в сторону, она рассеи­вала бы столько энергии, сколько рассеивает атом.

Эта площадь называется эффективным сечением рассеяния. Понятие эффективного сечения используется всегда, когда эффект пропорционален интенсивности падающего пучка. В таких случаях количественный выход эффекта задается пло­щадью эффективной области, выхватывающей из пучка такую часть, чтобы она равнялась выходу. Это ни в коем случае не означает, что наш осциллятор на самом деле занимает подобную площадь. Если бы свободный электрон просто качался взад и вперед, ему бы не соответствовала никакая площадь. Это лишь способ выражения результата через определенную величину; мы указываем площадь, на которую должен упасть пучок, чтобы получилась известная энергия рассеяния. Итак, в нашем случае

(32.19)

(s — рассеяние).

Рассмотрим несколько примеров. Прежде всего, когда соб­ственная частота очень мала или электрон вообще свободен, что соответствует ω0= 0, частота ω выпадает и сечение σ становится константой. В этом пределе сечение носит название томпсоновского сечения рассеяния. Оно равно площади квадра­тика со стороной около 10-15 м, т. е. площади 10-30 м2, а это очень мало!

С другой стороны, при рассеянии света в воздухе собствен­ные частоты осцилляторов, как мы уже говорили, больше частот обычного света. Отсюда следует, что величиной ω2 в знаменателе можно пренебречь и сечение оказывается пропорциональным четвертой степени частоты. Значит, свет с частотой, в два раза большей, рассеивается в шестнадцать раз интенсивнее, а это уже вполне ощутимая разница. Таким образом, голубой свет, частота которого примерно вдвое выше частоты света у красного конца спектра, рассеивается значительно интенсив­нее, чем красный свет. И, взглянув на небо, мы видим только изумительную синеву!

Стоит сказать еще несколько слов по поводу полученных результатов. Ответьте, во-первых, почему мы видим облака? Откуда они берутся? Всем известно, что возникают они за счет конденсации водяных паров. Но водяные пары, конечно, нахо­дились в атмосфере еще до конденсации. Почему же мы их не видели? А вот после конденсации их прекрасно видно. Не были видны — и вдруг появились. Как видите, тайна происхождения облаков — это совсем не детский вопрос, вроде «Папа, откуда взялась вода?», и ее нужно объяснить.

Мы только что говорили, что каждый атом рассеивает свет, и, естественно, водяной пар тоже должен рассеивать свет. Загадка состоит в том, почему вода, конденсированная в обла­ках, рассеивает свет сильнее в такое огромное число раз?

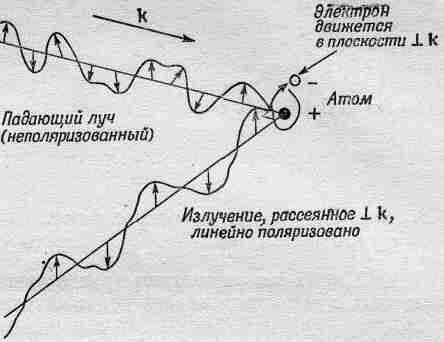
Давайте посмотрим, что получится, если вместо одного атома взять скопление атомов, скажем два атома, расположен­ных очень близко друг к другу по сравнению с длиной волны. Вспомним, что размеры атомов порядка 1 Å, а длина волны света порядка 5000 Å, так что несколько атомов вполне могут образовать сгусток, где расстояние между ними будет много меньше длины волны. Под действием электрического поля оба атома будут колебаться совместно, как целое. Рассеиваемое электрическое поле окажется равным сумме двух полей с оди­наковой фазой, т. е. удвоенной амплитуде одного атома, а энергия увеличится в четыре, а не в два раза по сравнению с энергией излучения от отдельного атома! Таким образом, сгустки атомов излучают или рассеивают больше энергии, чем столько же атомов по отдельности. Наше старое утверждение, что фазы двух атомов никак не связаны, основывалось на предположении о большой разности фаз двух атомов, что справед­ливо только когда расстояние между ними порядка нескольких длин волн или, когда они движутся. Если же атомы находятся совсем рядом, они излучают обязательно с одной фазой, и воз­никает усиливающая интерференция, что приводит к увеличению рассеяния.

*Пусть в сгустке, крошечной капельке воды, содержится N атомов; тогда под действием электрического поля они будут двигаться, как и раньше, все вместе (влияние атомов друг на друга для нас несущественно, мы хотим только выяснить суть дела). Амплитуда рассеяния каждого атома одна и та же; следо­вательно, поле рассеянной волны оказывается в N раз больше.*

Интенсивность рассеиваемого света увеличивается в N2 раз. Если бы атомы находились далеко друг от друга, мы получили бы увеличение в N раз по сравнению со случаем отдельного атома, а здесь возникает N2 раз! Иначе говоря, рассеяние ка­пельками воды (по N молекул в каждой) в N раз больше рас­сеяния тех же атомов по отдельности. Таким образом, чем боль­ше вода конденсируется, тем больше рассеяние. Может ли рассеяние расти до бесконечности? Нет, конечно! На каком же этапе наши рассуждения станут неверными? Ответ: когда водяная капля увеличится настолько, что размеры ее окажутся порядка длины волны, колебания атомов будут происходить с разными фазами, потому что расстояние между ними станет слишком большим. Таким образом, с увеличением размера капель рассеяние растет до тех пор, пока капли не станут по­рядка длины волны, а затем с ростом капель рассеяние увели­чивается гораздо медленнее. Кроме того, голубой свет в рас­сеянной волне начинает исчезать, потому что для коротких волн предел роста рассеяния наступает раньше (у менее круп­ных капель), чем для длинных волн. Хотя каждый атом рассеи­вает короткие волны сильнее, чем длинные, капли с размерами больше длины волны интенсивнее рассеивают свет вблизи крас­ного конца спектра, и с ростом капель цвет рассеянного излуче­ния меняется с голубого на красный (становится более красным).

Это явление можно наглядно продемонстрировать. Нужно взять очень маленькие частички вещества, которые затем постепенно будут расти. Для этого воспользуемся раствором гипосульфита натрия в серной кислоте, в котором осаждают­ся крохотные зернышки серы. Когда сера начинает осаж­даться, зернышки еще очень малы и рассеянный свет имеет сине­ватый оттенок. С ростом числа и величины частиц в осадке свет сначала становится более интенсивным, а затем приобретает беловатый оттенок. Кроме того, проходящие лучи теряют синюю составляющую. Именно поэтому закат бывает красным; сол­нечные лучи, прошедшие к нам через толщу атмосферы, успели рассеять голубой свет и приобрели оранжевую окраску.

Наконец, при рассеянии возникает еще одно важное явле­ние, которое, по существу, относится к поляризации — теме следующей главы. Однако оно так интересно, что имеет смысл сказать о нем сейчас. Оказывается, что электрическое поле рас­сеянного света колеблется преимущественно в одном опреде­ленном направлении. Пусть электрическое поле в падающей волне колеблется в каком-то направлении, тогда осциллятор будет совершать свои вынужденные колебания в том же направ­лении. Если теперь мы будем смотреть под прямым углом к па­дающему лучу, то увидим поляризованный свет, т. е. свет, в ко­тором электрическое поле колеблется только в одном направле­нии. Вообще говоря, атомы могут осциллировать в любом направлении, лежащем в плоскости, перпендикулярной падаю­щему лучу, но, когда они движутся прямо к нам или от нас, мы их не видим. Таким образом, хотя электрическое поле в па­дающем луче осциллирует во всевозможных направлениях (в этом случае говорят о неполяризованном свете), свет, рассеи­вающийся под углом 90°, содержит колебания только в одном направлении (фиг. 32.3)!



Фиг. 32.3. Возникновение поляризации у рассеян­ного луча, направленного под прямым углом к па­дающему лучу.

Есть такое вещество, называемое поляроидом, через кото­рое проходит только волна с электрическим полем, параллель­ным некоторой оси. С помощью поляроида можно заметить поля­ризацию и, в частности, показать, что свет, рассеянный нашим раствором гипосульфита, действительно сильно поляризован.

***\*Выпуск 2***

**Глава** ***33***

***ПОЛЯРИЗАЦИЯ***

[**§ 1. Вектор элект****р****ического поля св****ето****вой волны**](#a1)

[**§ 2. Поляризация расс****еянного света**](#a2)

[**§ 3. Двойное лу****чепрелом­ление**](#a3)

[**§ 4. Поляри****за­торы**](#a4)

[**§ 5. Оптическая** **активность**](#a5)

[**§ 6, Интенсив­ность** **отраженного света**](#a6)

[**§ 7. Аномальное** **преломление**](#a7)

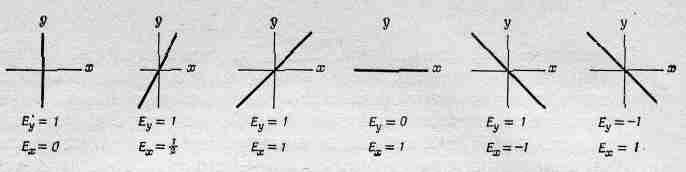
**§ 1. Вектор электрического поля световой волны**

В этой главе мы рассмотрим круг явлений, связанных с векторным характером электриче­ского поля световой волны. В предыдущих главах направление колебаний электрическо­го поля нас не интересовало, правда, мы отметили, что вектор электрического поля лежит в плоскости, перпендикулярной направ­лению распространения света. Но нам не нужно было знать направление вектора более точно. Теперь мы перейдем к изучению явлений, в ко­торых главную роль играет определенное на­правление колебаний электрического вектора.

В идеально монохроматической световой волне электрическое поле колеблется с опре­деленной частотой, а так как x- и y-компоненты поля могут колебаться независимо с одной и той же частотой, то сначала мы рассмотрим сложение двух взаимно перпендикулярных колебаний. Какое электрическое поле возни­кает при сложении колебаний x- и y-компонент поля с одинаковой частотой? Складывая коле­бание в направлении x и колебание с той же фазой в направлении у, получаем в плоскости xy колебание в новом направлении.

На фиг. 33.1 показано, как происходит сложение колебаний с разными амплитудами в направлении x и y. Но примеры, представлен­ные на этом рисунке, не исчерпывают всех возможностей: до сих пор предполагалось, что колебания вдоль осей x и y находятся в одной фазе, но это совсем не обязательно. Может случиться, что х- и y-колебания происходят с разными фазами.

# *В этом последнем случае вектор электриче­ского поля описывает эллипс, что можно проиллюстрировать на следующем простом примере.*



Фиг. 33.1. Сложение колебаний в направлениях х и у, когда разность фаз между ними равна нулю.

Подвесим на длинной веревке мяч, чтобы он мог свободно колебаться в го­ризонтальной плоскости; колебания будут носить синусои­дальный характер. Представим себе мысленно оси х и у в горизонтальной плоскости колебаний мяча с началом коор­динат в точке покоя мяча. Выбирая соответствующее на­чальное смещение и начальную скорость мяча, можно заста­вить мяч колебаться по оси х, по оси у или по любому дру­гому направлению в плоскости ху с одной и той же частотой, равной частоте маятника. Эти колебания мяча аналогичны коле­баниям электрического вектора, приведенным на фиг. 33.1. В каждом случае колебания в направлениях х ж у достигают максимума одновременно и, следовательно, оба колебания находятся в фазе. Но известно, что самый общий тип движения мяча — движение по эллипсу — возникает, когда колебания в направлениях х и у происходят с разными фазами.

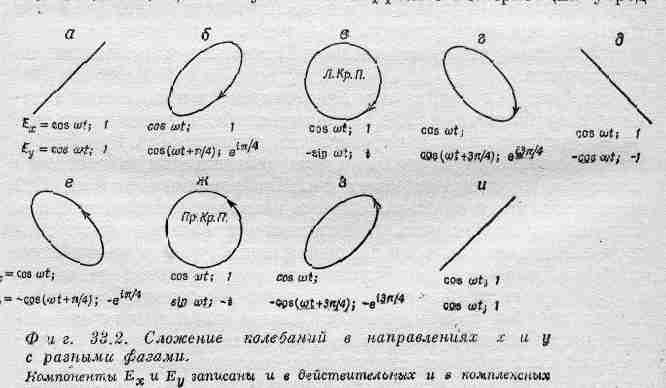
На фиг. 33.2 показано сложение колебаний по осям х и у для разных значений сдвига фаз между ними. Во всех примерах электрический вектор описывает эллипс. Колебание по прямой есть тоже частный случай эллиптического, когда сдвиг фаз равен нулю (или целому кратному я); при равных амплитудах и сдвиге фаз 90° (или нечетном числе л/2) происходит движение по окружности.

На фиг. 33.2 компоненты электрического поля в направле­ниях х и у записаны в виде комплексных чисел, что оказывается очень удобным для явного выделения разности фаз. В этих обо­значениях не следует только путать действительную и мнимую части с х- и y-компонентами поля. Изображенные на фиг. 33.2 компоненты поля по осям х и у есть реальные физические поля, которые можно измерить. Действительная и мнимая части век­тора электрического поля введены только для математического удобства, и физического смысла такое разделение не имеет.

*Сделаем несколько замечаний о терминологии. Свет назы­вается линейно поляризованным (иногда плоско поляризован­ным), если электрическое поле колеблется по прямой линии; на фиг. 33.1 показан случай линейной поляризации. Когда вектор электрического поля описывает эллипс, говорят об эллиптической поляризации. Если же электрический вектор описывает окружность, мы имеем круговую поляризацию. Если электрический вектор при своем движении в световой волне крутится как правосторонний винт, говорят о правой круговой поляризации. На фиг. 33.2, ж приведен пример правой круго­вой поляризации, а на фиг. 33.2, в — пример левой круговой поляризации. В обоих случаях свет движется от плоскости страницы к читателю. Наше определение левой и правой круго­вых поляризаций согласуется с подобными определениями для всех других частиц в современной физике, для которых можно ввести понятие поляризации (например, для электронов). Однако в курсах оптики иногда используются прямо противо­положные определения, поэтому читателю следует с осторож­ностью относиться к терминам левая и правая поляризация.*

Мы описали линейную, круговую и эллиптическую поляри­зации света и охватили, таким образом, все возможные случаи состояния света, кроме одного,—случая неполяризованного света. Ну, а как же может получиться неполяризованный свет, если известно, что колебания непременно происходят по тому или иному эллипсу?

Возьмем не вполне монохроматический свет, когда сдвиг фаз х- и y-колебаний непостоянен и электрический вектор колеб­лется произвольным образом; тогда поляризация света будет все время меняться. Вспомним, что один атом излучает свет за 10-8 сек, и, если все атомы будут излучать свет с разной поля­ризацией, поляризация полного пучка света будет меняться через каждые 10-8 сек.



*Фиг. 33.2. Сложение колебаний в направлениях х и у*

*с разными фагами.*

*Компоненты Ех и Еу записаны и в действительных и в комплексных*

*обозначениях.*

*Когда поляризация света изменяется столь быстро, что ее невозможно измерить, говорят о неполяри­зованном свете, потому что все эффекты поляризации усредняются и сводятся к нулю. Ни один из интерференционных эффектов при сложении поляризаций не проявляется для неполяризованного света. В то же время само определение неполя­ризованного света подразумевает, что экспериментально невоз­можно установить, поляризован свет или нет.*

**§ 2. Поляризация рассеянного света**

Первый пример поляризационных явлений, который мы уже ранее обсуждали, есть рассеяние света. Рассмотрим прохо­дящий в воздухе пучок света, например солнечного света. Электрическое поле возбуждает колебания зарядов в воздухе,. и в результате этих колебаний излучается свет, интенсивность которого максимальна в плоскости, перпендикулярной движе­нию зарядов. Пучок солнечного света неполяризован, т. е. направление поляризации постоянно меняется, а следователь­но, изменяется и направление колебаний зарядов в воздухе. Возьмем пучок света, рассеянный под углом 90°; он возникает от излучения только тех частиц воздуха, которые колеблются перпендикулярно линии зрения наблюдателя, и, следовательно, пучок рассеянного света будет поляризован в направлении этих колебаний. Таким образом, рассеяние дает нам пример получения поляризованного света.

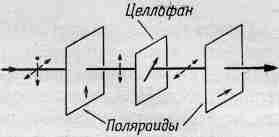
**§ 3. Двойное лучепреломление**

*Есть еще один интересный факт из области поляризационных явлений. Встречаются среды, показатель преломления которых различен для света, линейно поляризованного в том или другом направлении. Допустим, например, что имеется некий материал, состоящий из вытянутых несферических молекул, длина которых больше их ширины; предположим, что молекулы в веществе выстроены так, чтобы их большие оси оказались параллельными. Что произойдет, когда на тело подействует осциллирующее электрическое поле? Предположим, что такая структура моле­кул способствует тому, что электроны в материале легче под­даются колебаниям вдоль оси молекулы, чем поперек нее. При таких условиях следует ожидать, что поляризация в одном направлении будет вызывать один эффект, а поляризация, направленная под прямым углом к первой, — совсем другой. Назовем направление осей молекул оптической осью. Показа­тель преломления принимает разные значения в зависимости от того, направлена ли поляризация вдоль оптической оси или перпендикулярно ей. Среда с такими свойствами называется двоякопреломяяющей. Она обладает двумя разными способами преломления, т. е. двумя показателями преломления в зависи­мости от поляризации света в среде. Какие материалы обладают этим свойством? Из разных соображений вытекает, что двояко-преломляющая среда должна иметь некоторое количество ори­ентированных несферических молекул. Ясно, что кубический кристалл, имеющий симметрию куба, не может быть двояко-преломляющим. А вот длинные игловидные кристаллы, без­условно, содержат несимметричные молекулы, и в них легко . наблюдать эффект двойного лучепреломления.*

Попробуем сообразить, что получится, если направить поля­ризованный луч на пластинку двоякопреломляющего материа­ла. Если поляризация параллельна оптической оси, свет прой­дет через пластинку с одной скоростью, а если поляризация пер­пендикулярна — с другой скоростью. Интересная ситуация возникает, если луч света поляризован, например, под углом в 45° к направлению оптической оси. Тогда поляризация, как известно, представляется в виде суммы поляризаций в направле­нии х и у с равными амплитудами и фазами, что показано на фиг. 33.2, а. Поскольку лучи с поляризациями вдоль осей х и у движутся в среде с разной скоростью, фазы обеих компонент поля будут расти по-разному.

Таким образом, несмотря на совпадение фаз х- и у-компонент вначале, внутри среды между ними появится разность фаз, пропорциональная глубине проникновения света в среду. Изменение поляризации света в процессе прохождения через среду показано в серии рисунков на фиг. 33.2. Если пластинка имеет такую толщину, что разность фаз на выходе между поля­ризациями по осям х и у равна 90° (фиг. 33.2, в), то свет выйдет из пластинки поляризованным по кругу. Пластинки такой толщины называются пластинками в четверть волны, поскольку они приводят к разности фаз в одну четвертую цикла. Пропус­кая линейно поляризованный свет через две пластинки в чет­верть волны, снова получаем линейно поляризованный свет, но направление поляризации повернется на прямой угол (это легко понять из фиг. 33.2, в).

Явление двойного лучепреломления легко продемонстриро­вать с помощью листка целлофана. Целлофан состоит из длин­ных молекул — волокон, и его структура неизотропна, посколь­ку волокна по большей части вытянуты в одном направлении. Для наблюдения явления двойного лучепреломления необходим пучок линейно поляризованного света, который нетрудно получить, пропуская неполяризованный свет через пластинку поляроида. О поляроиде мы еще будем говорить более подробно, а пока отметим одно его важное свойство: свет, поляризованный вдоль оси поляроида, проходит через него почти свободно, а свет, поляризованный перпендикулярно оси, сильно погло­щается поляроидом. Когда неполяризованный свет пропус­кается через пластинку поляроида, то проходит только та часть света, колебания которой параллельны оси поляроида, поэтому прошедший через пластинку луч окажется линейно поляризо­ванным.



*Фиг. 33.3. Схема эксперимента по двойному лучепреломлению в целлофане.*

Векторы электрического поля световой волны изображены пунктирными стрел­ками. Направления поляризации, про­пускаемые поляроидами, и оптические оси целлофана изображены сплошными стрелками. Падающий луч света непо­ляризован.

Это свойство поляроида используют также для опре­деления направления поляризации линейно поляризованного света; кроме того, с помощью поляроида можно определить, есть ли у света вообще линейная поляризация или нет. Для этого достаточно пропустить свет через пластинку поляроида и поворачивать ее в плоскости, перпендикулярной лучу. Линейно поляризованный свет не может пройти через поляроид, когда ось поляроида перпендикулярна направлению поляризации луча. Повернув пластинку на 90°, мы увидим прошедший через нее луч лишь чуть-чуть менее ярким, чем падающий пучок света. Если яркость луча, пропущенного поляроидом, не зави­сит от ориентации поляроида, падающий пучок света не имеет линейной поляризации.

Для демонстрации двойного лучепреломления в целлофане возьмем два поляроида и расположим их, как показано на фиг. 33.3. Из первого поляроида выходит линейно поляризован­ный пучок света; мы пропускаем его через целлофан, а затем через другой поляроид, чтобы учесть действие целлофана на линейно поляризованный свет. Сначала расположим оси поля­роидов перпендикулярно друг другу и уберем листок целло­фана. Через второй поляроид свет не проходит совсем. Теперь поставим листок целлофана между поляроидами и будем пово­рачивать его вокруг оси пучка света. При этом, вообще говоря, некоторая часть света будет все время проходить через второй поляроид. Имеются, однако, две ориентации листка целлофана, перпендикулярные друг другу, при которых свет через второй поляроид не проходит. Ясно, что эти ориентации целлофана не влияют на линейную поляризацию проходящего через него света и должны поэтому совпадать с направлением оптической оси целлофана и перпендикулярным к нему направлением.

*Здесь мы предполагаем, что скорость света, проходящего через целлофан, различна для указанных двух направлений поляризации, но само направление поляризации при прохож­дении света не меняется. Если выбрать промежуточную ориен­тацию целлофана где-то между двумя главными направлениями, как на фиг. 33.3, то через второй поляроид пройдет яркий аучок света.*

Оказывается, толщина обычного целлофана, используемого в магазинах для упаковки, равна почти точно половине длины волны для большинства цветов в спектральном разложении белого света. Целлофан такой толщины поворачивает направле­ние поляризации линейно поляризованного света на 90°, если это направление в падающем пучке образует угол 45° с опти­ческой осью целлофана. Таким образом, выходящий из целло­фана луч обладает как раз такой поляризацией, что может прой­ти второй поляроид.

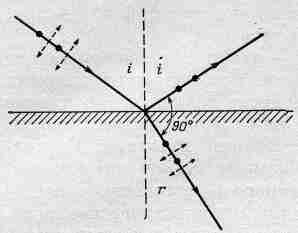
Если в нашем опыте использовать пучок белого света, то только для одной компоненты его спектрального разложения толщина целлофана совпадет с половиной длины волны, и пу­чок, пропущенный вторым поляроидом, будет иметь цвет именно этой компоненты. Цвет пучка, прошедшего через наше устрой­ство, будет зависеть от толщины листа целлофана, а эффектив­ную толщину целлофана мы можем менять, наклоняя листок под некоторым углом и таким образом заставляя свет прохо­дить больший путь внутри целлофана. При наклоне листка целлофана цвет пропущенного пучка меняется. Используя целлофан разной толщины, можно сконструировать фильтры, пропускающие лучи вполне определенного цвета. Эти фильтры обладают тем замечательным свойством, что они пропускают один цвет, когда оси двух поляроидов перпендикулярны, и дополнительный к нему цвет, когда оси поляроидов параллельны.

*Системы ориентированных молекул имеют еще одно, на этот раз вполне практическое применение. Некоторые пластики состоят из очень длинных и сложных молекул, скрученных между собой. При очень тщательном проведении процесса за­твердевания пластика молекулы, скручиваясь, образуют сплош­ную массу и ориентируются равномерно в самых разных направ­лениях, так что пластик обычно не проявляет свойства двойного лучепреломления. Но при затвердевании часто образуются дефекты и напряжения, которые приводят к некоторой неодно­родности материала. Напряжения, возникающие в пластике, как бы вытягивают целую связку молекул, и молекулярные нити ориентируются преимущественно вдоль направления натяжения. Благодаря внутренним напряжениям пластик становится двоякопреломляющим, и эффект двойного лучепре­ломления можно наблюдать, пропуская через него поляризо­ванный свет. Анализируя пропущенный пластиком пучок с по­мощью поляроида, мы заметим темные и светлые полосы (окра­шенные в разные цвета, если берется пучок белого света). Если образец подвергнуть растяжению, вся совокупность полос начинает сдвигаться, а подсчитав полосы и определив место их наибольшего скопления, можно найти внутренние напряже­ния, возникающие в образце. Инженеры обычно используют это явление как способ определения напряжений в деталях, форма которых трудно поддается расчету.*

Еще один интересный пример — двойное лучепреломление в жидкостях. Рассмотрим жидкость, состоящую из длинных асимметричных молекул, которые несут вблизи своих концов распределенный положительный или отрицательный заряд, т. е. молекулы являются электрическими диполями. Сталки­ваясь, молекулы в жидкости принимают любую ориентацию, причем какого-либо преимущественного направления ориента­ции не существует. Но если приложить электрическое поле, молекулы начнут выстраиваться вдоль поля и в этот самый момент жидкость становится двоякопреломляющей средой. Взяв два поляроида и прозрачную ячейку с жидкостью такого сорта, можно создать устройство, которое пропускает свет только при включении электрического поля. В результате мы получаем электрический переключатель для света, который называют ячейкой Керра. А сам эффект, когда в жидкости возникает двой­ное лучепреломление под действием электрического поля, назы­вается эффектом Керра.

**§ 4. Поляризаторы**

До сих пор мы говорили о средах, показатель преломления которых различен для разных направлений поляризации падаю­щего светового пучка. Большое значение для практических применений имеют и другие среды, у которых в зависимости от поляризации света меняется не только показатель преломле­ния, но и коэффициент поглощения. Как и в случае двойного лучепреломления, легко понять, что поглощение может зави­сеть от направления вынужденных колебаний зарядов только в анизотропных средах. Первый, старый, ставший уже знаме­нитым пример — это турмалин, а другой — поляроид. Поля­роид состоит из тонкого слоя маленьких кристаллов герапатита (соль йода и хинина), выстроенных своими осями параллельно друг другу. Эти кристаллы поглощают свет, когда колебания происходят в одном каком-то направлении, и почти не погло­щают света, когда колебания совершаются в другом направ­лении.

Направим на поляроид пучок света, поляризованный под углом θ к его оси. Какая интенсивность будет у пучка, прошед­шего через поляроид? Разложим наш пучок света на две компо­ненты: одну с поляризацией, перпендикулярной той, которая проходит без ослабления (она пропорциональна sinθ), и вто­рую—продольную компоненту, пропорциональную cosθ. Через поляроид пройдет только часть, пропорциональная cosθ; компонента, пропорциональная sinθ, поглотится. Амплитуда света, прошедшего через поляроид, меньше амплитуды падаю­щего света и получается из нее умножением на cosθ.

*Фиг. 33.4. Отражение линейно поляризованного света под углом Врюстера.*

Направление поляризации дается пунк­тирными стрелками: круглые точки изображают поляризацию, перпендику­лярную плоскости страницы.

Интен­сивность света пропорциональна квадрату cosθ. Таким обра­зом, если падающий свет поляризован под углом θ к оси по­ляроида, пропускаемая поляризатором доля интенсивности составляет cos2θ от полной. Доля интенсивности, поглощаемая в поляроиде, есть, разумеется, sin2θ.

Интересный парадокс возникает в следующем опыте. Из­вестно, что два поляроида с осями, расположенными перпен­дикулярно друг другу, не пропускают света. Но если между такими поляроидами поместить третий, ось которого направлена под углом 45° к осям двух других, часть света пройдет через нашу систему. Как мы знаем, поляроид только поглощает свет, создать свет он не может. Тем не менее, поставив третий поля­роид под углом 45°, мы увеличиваем количество прошедшего света. Вы можете сами проанализировать это явление в каче­стве упражнения.

Одно из интереснейших поляризационных явлений, возни­кающее не в сложных кристаллах и всяких специальных мате­риалах, а в простом и очень хорошо знакомом случае,— это отражение от поверхности. Кажется невероятным, но при отра­жении от стекла свет может поляризоваться, и объяснить физи­чески такой факт весьма просто. На опыте Брюстер показал, что отраженный от поверхности свет полностью поляризован, если отраженный и преломленный в среде лучи образуют прямой угол. Этот случай показан на фиг. 33.4.

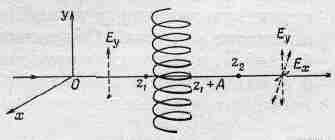
*Если падающий луч поляризован в плоскости падения, отраженного луча не будет совсем. Отраженный луч возникает только при условии, что падающий луч поляризован перпенди­кулярно плоскости падения. Причину этого явления легко понять. В отражающей среде свет поляризован перпендикуляр­но направлению движения луча, а мы знаем, что именно дви­жение зарядов в отражающей среде генерирует исходящий из нее луч, который называют отраженным. Появление этого так называемого отраженного луча объясняется не просто тем, что падающий луч отражается; мы теперь уже знаем, что падаю­щий луч возбуждает движение зарядов в среде, а оно в свою очередь генерирует отраженный луч.*

Из фиг. 33.4 ясно, что только колебания, перпендикулярные плоскости страницы, дают излучение в направлении отраженно­го луча, а следовательно, отраженный луч поляризован перпен­дикулярно плоскости падения. Если же падающий луч поляри­зован в плоскости падения, отраженного луча не будет совсем.

Это явление легко продемонстрировать при отражении линейно поляризованного луча от плоской стеклянной пластин­ки. Поворачивая пластинку под разными углами к направлению падающего поляризованного луча, можно заметить резкий спад интенсивности при значении угла, равном углу Брюстера. Это падение интенсивности наблюдается только в том случае, когда плоскость поляризации совпадает с плоскостью падения. Если же плоскость поляризации перпендикулярна плоскости падения, заметного спада интенсивности отраженного света не наблюдается.

**§ 5. Оптическая активность**

Интереснейший поляризационный эффект был обнаружен в материалах, молекулы которых не обладают зеркальной сим­метрией; это молекулы в виде штопора, перчатки с одной руки или вообще какой-то формы, которая при отражении в зеркале переходит в другую форму, подобно тому как перчатка с левой руки в этом случае принимает вид перчатки с правой. Предпо­ложим, что все вещество состоит из молекул одной формы, т. е. в веществе нет молекул, которые являлись бы зеркальными отражениями других. Тогда в этом веществе возникает заме­чательное явление, называемое оптической активностью,— на­правление поляризации линейно поляризованного света при прохождении через вещество поворачивается вокруг оси пучка.

Чтобы разобраться в явлении оптической активности, надо вывести ряд формул, но суть дела можно понять и качественно, без всяких вычислений. Возьмем асимметричную молекулу в форме спирали, показанную на фиг. 33.5. Оптическая актив­ность появляется не обязательно для молекул именно такой формы, но пример спирали наиболее прост и типичен для слу­чая, когда нет зеркальной симметрии.

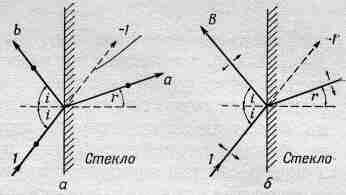
*Фиг. 33.5. Молекула, форма ко­торой не обладает зеркальной сим­метрией.*

На молекулу падает пучок света, ли­нейно поляризованный в направлении оси у.

Пусть на молекулу падает луч света, линейно поляризован­ный вдоль оси у, тогда электрическое поле вызывает движение зарядов вверх и вниз по спирали, так что в направлении у возникает ток и происходит излучение электрического поля Еу, поляризованного опять-таки вдоль оси у. Если, однако, элект­роны могут двигаться только вдоль спирали, появится состав­ляющая тока вдоль оси х. Когда ток течет вверх по спирали, в точке Z1 он движется к плоскости рисунка, а в точке Z1+A — от плоскости (здесь А — диаметр молекулярной спирали). Казалось бы, x-составляющая тока не дает никакого излучения, потому что на противоположных сторонах витка спирали ток течет в прямо противоположном направлении. Однако если взять x-составляющую электрического поля, приходящего в точку z = z2, мы увидим, что ток в точке z = z1+ А и ток в точке z = z1 создают поля в точке z2 с интервалом времени А/с и, следовательно, с разностью фаз л+шА1с. Поскольку разность фаз в точности не равна л, поля не могут взаимно погаситься и остается небольшая ж-компонента электрического поля, вызванная движением электронов в молекуле, хотя пер­воначальное падающее поле имело только y-компоненту. Скла­дывая малую компоненту по оси х и большую компоненту по оси y, получаем результирующее поле под небольшим углом к оси у (первоначальному направлению поляризации). При движении луча света через среду направление поляризации поворачивается вокруг оси луча. Нарисовав молекулы в раз­ных положениях и определив токи, индуцированные падающим электрическим полем, можно убедиться, что появление оптиче­ской активности и направление вращения не зависят от ориен­тации молекул.

Примером среды, обладающей оптической активностью, является обычная патока. Для демонстрации явления берут поляроид, дающий на выходе линейно поляризованный луч, прозрачный сосуд с патокой и второй поляроид, служащий для определения вращения плоскости поляризации.

**§ 6. Интенсивность отраженного света**

Рассмотрим здесь количественную зависимость коэффициен­та отражения от угла падения. На фиг. 33.6, а показан пучок света, падающий на поверхность стеклянной пластинки, от которой он частично отражается, а остальная его часть прелом­ляется и уходит в глубь стекла. Пусть падающий луч имеет единичную амплитуду и линейно поляризован перпендикулярно плоскости рисунка. Обозначим амплитуду отраженной волны буквой b, а амплитуду преломленной —буквой а. Отраженная и преломленная волны будут, разумеется, линейно поляризо­ваны, а направления электрического поля в падающей, отраженной и преломленной волнах параллельны друг другу.

*Фиг****.*** *33.6. Падающая волна еди­ничной амплитуды отражается и преломляется на поверхности стекла.*

а — падающая волна поляризована по нормали к плоскости страницы; б — падающая волна поляризована в направ­лении, указанном пунктирной стрелкой.

На фиг. 33.6, б показана подобная же ситуация, но в предполо­жении, что падающий луч поляризован в плоскости рисунка. Здесь через В и А обозначены соответственно амплитуды отра­женной и преломленной волн.

Мы хотим вычислить интенсивности отраженного луча в обо­их случаях, приведенных на фиг. 33.6. Как мы уже знаем, в слу­чае, показанном на фиг. 33.6, б, отраженной волны не возникает, если угол между отраженным и преломленным лучами прямой, но нам хотелось бы получить количественный результат — точную формулу для амплитуд В и b как функций угла паде­ния i. Полезно усвоить следующий принцип. Индуцированные в стекле токи генерируют две волны. Прежде всего они создают волну отражения. Далее, если бы в стекле токов не было, падающая волна прошла бы его насквозь, не меняя направле­ния. Вспомним, что все заряды во Вселенной создают некое результирующее поле. Источник, создавший падающий пучок, дает поле единичной амплитуды, которое само по себе должно было бы проходить внутрь стекла по пунктирной линии (см. фиг. 33.6). Но это поле внутри стекла не наблюдается, а, следовательно, токи, возбуждаемые в стекле, должны излучать поле с амплитудой -1 вдоль той же пунктирной линии. Это позволяет вычислить амплитуды преломленных волн а и А.

C:\1\pic\gray.jpgИз фиг. 33.6, а видно, что поле с амплитудой b создается движением зарядов стекла, а внутри стекла это же движение дает поле с амплитудой а; следовательно, амплитуда b пропор­циональна амплитуде а. Далее, если отвлечься от направления поляризации, можно было бы предположить, что отношение В/А равно отношению b/a, так как обе схемы на фиг. 33.6 можно считать одинаковыми. На самом деле это не совсем правильно, потому что на фиг. 33.6, б в отличие от ситуации, изображенной на фиг. 33.6, а, направления поляризаций не параллельны друг другу. В создании амплитуды В эффективно участвует только компонента А, параллельная В, т. е. Acos(i+r). Правильное соотношение пропорциональности выглядит поэтому так:

(33.1)

C:\1\pic\gray.jpgТеперь немного схитрим. Как мы знаем, на обоих рисунках фиг. 33.6 электрическое поле в стекле вызывает движение зарядов, которое генерирует поле с амплитудой, равной -1, поля­ризованное точно так же, как и в падающем луче, и распростра­няющееся вдоль пунктирной линии. Но из фиг. 33.6, б видно, что только перпендикулярная пунктирной линии компонента А дает полю необходимую поляризацию, тогда как на фиг. 33.6,а в создании поля на пунктирной линии эффективно участвует вся амплитуда а, поскольку ее поляризация параллельна поля­ризации поля с амплитудой -1. Следовательно, справедливо соотношение

(33.2)

так как обе амплитуды в левой части (33.2) создают волны с амплитудой -1.

Разделив (33.1) на (33.2), получаем

C:\1\pic\gray.jpg(33.3)

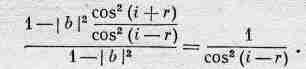
Проверим правильность этого результата на уже известном нам факте. Положив (i+r) =90°, из (33.3) получим B=0, что и было найдено в свое время Брюстером; таким образом, наш результат по крайней мере не содержит очевидной ошибки.

По предположению падающая волна имеет единичную амп­литуду; тогда |B|2/12 есть коэффициент отражения лучей, поля­ризованных в плоскости падения, а |b|2/12 — коэффициент отражения лучей, поляризованных перпендикулярно плоскости падения. Отношение этих двух коэффициентов определяется с помощью формулы (33.3).

А теперь сотворим чудо и вычислим не только отношение, но и каждый коэффициент |В|2 и |b|2 в отдельности! Из закона сохранения энергии вытекает, что энергия преломленной волны должна быть равна энергии падающей волны минус энергия отраженной волны, т. е. 1-|В|2 в одном случае и 1-|b|2 —в другом. Более того, энергия света, прошедшего внутрь стекла в случае, показанном на фиг. 33.6, а, и такая же энергия в слу­чае фиг. 33.6, б относятся как квадраты амплитуд преломленных волн: |A|2/|а|2. Возникает вопрос, возможно ли вычислить энергию волны в стекле, если кроме энергии электрического поля, вообще говоря, имеется и энергия движения атомов. Однако ясно, что любой вклад в полную энергию должен быть пропорционален квадрату амплитуды электрического поля. Следовательно,

C:\1\pic\gray.jpg(33.4)

Подставим сюда соотношение (33.2) и исключим A/a в на­писанном выражении, а величину В выразим через b с по­мощью формулы (33.3):

(33.5)

Здесь неизвестной величиной остается только b. Разрешая уравнение относительно |b|2, получаем

C:\1\pic\gray.jpg(33.6)

C:\1\pic\gray.jpgи, воспользовавшись (33.3), находим

(33.7)

Таким образом, мы нашли коэффициент отражения |b|2 для падающей волны, поляризованной перпендикулярно плоскости падения, и коэффициент отражения |B|2 для волны, поляризо­ванной в плоскости падения!

Используя подобные приемы доказательства, можно пойти дальше и вывести, что b действительно. Для доказательства рассмотрим случай, когда свет приходит одновременно с обеих сторон поверхности стекла (ситуация, трудно осуществимая на опыте, но забавная в теоретическом отношении). Анализируя этот общий случай, можно убедиться в действительности вели­чины b, откуда следует, что b=±sin(i-r)/sin(i+r). Если взять очень тонкий слой, в котором отражение происходит от обеих поверхностей, и вычислить интенсивность отраженного света, то можно установить даже знак b. Доля света, отражен­ного тонким слоем, нам известна, поскольку мы знаем ток, гене­рируемый в таком слое, и даже получили формулу для поля, создаваемого током. Эти аргументы приводят к соотношениям

C:\1\pic\gray.jpg

(33.8)

Формулы (33.8) для коэффициентов отражения как функций углов падения и преломления называются *формулами Френеля.* В пределе, когда углы *i* и rстремятся к нулю, т. е. в случае падения

C:\1\pic\gray.jpg

по нормали, мы получаем В2≈b2≈*(i-r*)2/(i+r)2 для обеих поляризаций, поскольку и синусы, и тангенсы в этих условиях практически равны углам. Но, как мы уже знаем, sini/sin*r*=n*,* а для малых углов i/r≈n. Отсюда совсем просто вывести, что коэффициент отражения в случае падения по нормали равен

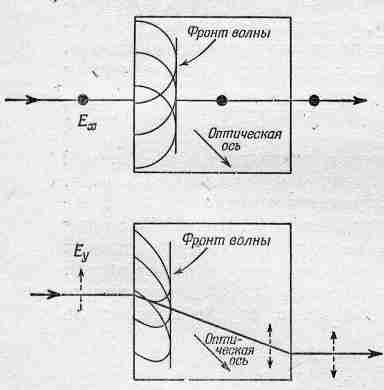
Интересно вычислить, например, коэффициент отражения для воды. В этом случае n=4/3 и коэффициент отражения равен (1/7)2≈ 2%. При падении лучей по нормали к поверх­ности от воды отражается только 2% всей энергии.

**§ 7. Аномальное преломление**

Последним рассмотрим поляризационное явление, которое исторически было обнаружено самым первым,— аномальное преломление света. Моряки, побывавшие в Исландии, приво­зили в Европу кристаллы исландского шпата (СаСО3), которые обладали тем забавным свойством, что рассматриваемые сквозь них предметы как бы двоились, т. е. получалось два изображе­ния предмета. Это явление привлекло внимание Гюйгенса и сыг­рало важную роль в открытии поляризации света. Как часто бывает, найденные раньше других явления оказываются в ко­нечном счете наиболее трудными для объяснения. Обычно лишь после того, как физическая идея становится понятной в мель­чайших подробностях, можно подобрать явления, иллюстри­рующие эту идею наиболее просто и наглядно.

Аномальное преломление представляет собой частный случай уже изученного нами явления двойного лучепреломления. Аномальное преломление возникает тогда, когда Оптическая ось, т.е. большая ось асимметричных молекул, не параллельна поверхности кристалла.

На фиг. 33.7 изображены два двоякопреломляющих крис­талла и показано направление оптической оси. На верхнем рисунке падающий луч линейно поляризован в направлении, перпендикулярном оптической оси кристалла. Когда луч попадает на поверхность кри­сталла, каждая точка поверх­ности служит источником новой волны, распространяю­щейся внутрь кристалла со скоростью v┴ (скоростью света в кристалле, соляризации которого перпендикулярна направлению оптической оси).

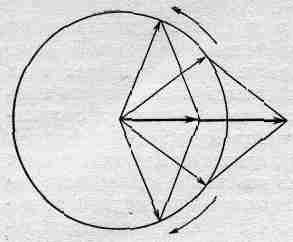
*Фиг. 33.7. Путь обыкновенного луча (вверху) и путь необыкновен­ною луча (внизу) в ввоякопреломляющем кристалле.*

Оптическая ось лежит в плоскости страницы.

Волновой фронт представляется просто огибающей всех этих маленьких сферических волн, он движется прямо сквозь кри­сталл. Такое поведение света считается обычным, а соответ­ствующий луч называется обыкновенным лучом.

На нижнем рисунке фиг. 33.7 поляризация падающего луча повернута на 90°, так что оптическая ось лежит в плоскости по­ляризации. Рассмотрим теперь маленькие волны, идущие от по­верхности кристалла; они уже не сферические, как в предыду­щем случае. Свет вдоль оптической оси движется со скоростью v┴, потому что поляризация перпендикулярна оптической оси, а свет, движущийся перпендикулярно оси, распространяется со скоростью v║ поскольку поляризация и оптическая ось парал­лельны. В двоякопреломляющем материале v║<v┴, и на нашем рисунке выбран случай v║<v┴. Более подробный анализ показывает, что волны у поверхности кристалла имеют форму эллипсоидов, большая ось которых совпадает с оптиче­ской осью кристалла. Огибающая этих эллиптических волн — волновой фронт — движется через кристалл, как показано на нижнем рисунке фиг. 33.7. У задней поверхности кристалла луч отклоняется на тот же угол, что и у передней, и выходит параллельно падающему лучу, сместившись на некоторое расстояние. Совершенно очевидно, что этот луч не подчиняется закону Снелла и движется довольно необычно. Поэтому его называют необык­новенным лучом.

Если на аномально преломляющий кристалл направить неполяризованный пучок света, он разделится на два луча: обыкновенный, движущийся прямо через кристалл по обычным законам, и необыкновенный, который, пройдя через кристалл, смещается относительно падающего луча. Оба прошедших через кристалл луча линейно поляризованы перпендикулярно друг другу. Этот факт легко установить опытным путем, используя поляроид для определения поляризации вышедших из кристалла лучей света. Можно также подтвердить правильность нашей интерпретации, посылая на кристалл линейно поляризованный луч. Выбирая нужную ориентацию поляризации падающего пучка, мы в одном случае увидим луч, прошедший прямо сквозь кристалл, а в другом — единственный сместившийся луч.

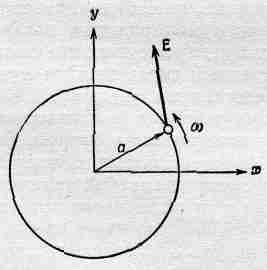
На фиг. 33.1 и 33.2 были представлены самые разные поля­ризации в виде суперпозиции двух основных, а именно поляри­заций по осям х и у с разными амплитудами и фазами. Вместо них можно выбрать и другие пары основных поляризаций. Один из возможных примеров представляют собой поляризации по двум перпендикулярным осям х' и y', повернутым относи­тельно х и у (можно также любую поляризацию представить как суперпозицию случаев а и д на фиг. 33.2). Оказывается, эту мысль можно еще продолжить.

Фиг. 33.8. Два вектора одной длины, вращающиеся в противо­положные стороны, дают при сложении вектор, направление ко­торого не меняется, а амплитуда осциллирует.

Например, любую *линейную* поляризацию можно представить в виде суперпозиции *правой* и *левой круговой* поляризации с соответствующими амплитудами и фазами (случаи *в* и *ж* на фиг. 33.2), поскольку два равных вектора, вращающихся в разные стороны, при сложении дают вектор, осциллирующий вдоль прямой линии (фиг. 33.8).

Если фазы вращающихся векторов разные, прямая будет наклонена. Таким образом, все графики фиг. 33.1 можно назвать «суперпозициями равного количества право- и левополяризованного света при разных сдвигах фаз». Когда левополяризованный свет отстает по фазе от правополяризованного, направление линейной поляризации меняется. Поэтому оптически активные среды можно в некотором смысле назвать двоякопреломляющими. Свойство оптической активности можно характеризовать и по-другому, говоря, что такие среды имеют разные показатели преломления для света правой и левой круговой поляризации. Суперпозиция право- и левополяризованного света с разными амплитудами дает эллиптически поляризованный свет.

Свет с круговой поляризацией обладает интересным свой­ством — он переносит момент количества движения (взятый относительно направления луча). Чтобы пояснить это утверж­дение, предположим, что поляризованный по кругу свет падает на атом, который представляет собой гармонический осциллятор, способный колебаться в любом направлении в плоскости ху.



Фиг. 33.9. Действие света с кру­говой поляризацией на вращаю­щийся ааряд.

Тогда смещение электрона по оси х отвечает компоненте поля Ех, а смещение по оси у отвечает компоненте Еу, равной по вели­чине, но отстающей по фазе на 90°. Это означает, что электрон под действием вращающего электрического поля световой волны (фиг. 33.9) будет двигаться по окружности с угловой ско­ростью ω.

Направление вектора смещения электрона а в зависимости от восприимчивости осциллятора к действующей на него силе не обязательно совпадает с направлением силы qеЕ, но тем не менее оба вектора вращаются одновременно друг с другом. Напряженность поля Е, вообще говоря, имеет компоненту, перпендикулярную смещению электрона а, так что над системой совершается работа, а кроме того на нее действует крутящий момент т.. Работа, которую он совершает в 1 сек, равна τω. За период Т системе передается энергия τωТ, причем τТ есть мо­мент количества движения, поглощаемый вместе с энергией излучения. Мы видим, таким образом, что луч света правой круговой поляризации, энергия которого равна ξ, переносит момент количества движения (вектор которого лежит вдоль направления распространения луча), равный по величине ξ /ω. Действительно, если луч правополяризованного света поглощается веществом, поглотителю передается порция момента количества движения, равная ξ/ω. Левополяризованный свет несет момент противоположного знака, т. е. - ξ /ω.

# Глава 34

***РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ИЗЛУЧЕНИИ***

**[§ 1, Движущ](#a1)****[ие](#a1)****[ся источники](#a1)**

[**§ 2, Опреде****лен****ие „кажущегося" движения**](#a2)

[**§ 3. Синх****ротр****онное излучение**](#a3)

[**§ 4. Космичес****кое синхротронное излучение**](#a4)

[**§ 5. Тормозн****о****е излучение**](#a5)

[**§ 6. Эфф****ект** **До****пплера**](#a6)

[**§ 7. Четы****р****ех» вектор (ω, k)**](#a7)

[**§ 8. Абе****р****рация**](#a8)

[**§ 9. Имп****у****льс световой волны**](#a9)

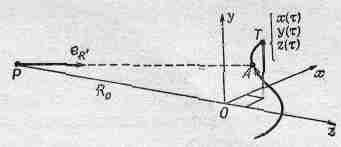
**§ 1. Движущиеся гюточиики**

В этой главе мы расскажем еще о ряде эф­фектов, связанных с излучением, и на этом за­кончим изложение классической теории света. Проведенный нами в предыдущих главах анализ световых явлений был достаточно полным и под­робным. Однако мы не коснулись одного важно­го в приложениях процесса электромагнитного излучения — мы не исследовали поведения ра­диоволн в ящике с отражающими стенками раз­мером порядка длины волны или радиоволн, пропускаемых через длинную трубу. Явления, возникающие в так называемых полых резона­торах и волноводах, мы обсудим позднее, причем прежде мы их проиллюстрируем на другом фи­зическом примере — на примере звука. А в остальном изучение классической теории света заканчивается этой главой.

Для всех эффектов, о которых здесь пойдет речь, характерно то, что они связаны с движе­нием источника. Мы не будем больше предпола­гать, что смещение источника незначительно и его движение происходит с относительно малой скоростью возле фиксированной точки.

C:\1\pic\gray.jpgВспомним, что, согласно основным законам электродинамики, электрическое поле на боль­ших расстояниях от движущегося заряда дается формулой

(34.1)

Определяющей величиной здесь является вторая производная единичного вектора ед' , направ­ленного к кажущемуся положению заряда. Единичный вектор характеризует положение заряда, конечно, не в тот же момент времени,

*Ф и г. 34.1. Траектория движу­щегося заряда.*

*Истинное положение в момент времени τ есть Т, положение при учете запазды­вания есть А.*

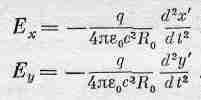
а то место, где находился бы заряд, если учесть конечную ско­рость передачи информации от заряда к наблюдателю.

Вместе с электрическим полем возникает магнитное поле, направленное всегда перпендикулярно электрическому и кажу­щемуся положению заряда. Оно дается формулой

C:\1\pic\gray.jpg(34.2)

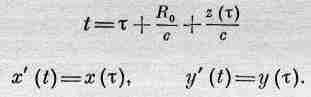
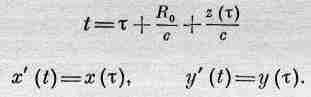
Мы рассматривали до сих пор случай нерелятивистских ско­ростей, когда движением в направлении источника можно было пренебречь. Обратимся теперь к общему случаю произвольных скоростей и посмотрим, какие эффекты возникают в этих усло­виях. Итак, пусть движение происходит с любой скоростью, но расстояние от детектора до источника по-прежнему велико.

C:\1\pic\gray.jpgВ гл. 28 мы уже говорили, что в производную d2eR' '/dt2 вхо­дит только изменение направления еR'. Пусть заряд находится в точке с координатами (х, у, z) и ось z лежит вдоль линии наблю­дения (фиг. 34.1). В данный момент времени т координаты заряда есть x(т), y(т) и z(т)- Расстояние R с большой точностью равно .R(т) = r0 + z(т). Направление вектора еR' зависит главным образом от х и у и почти совсем не зависит от z. Поперечные ком­поненты единичного вектора равны x/R и y/R; дифференцируя их, мы получаем члены, содержащие R2 в знаменателе:

Таким образом, на достаточно больших расстояниях существен­ны только члены с производными х и у. Отсюда

(34.3)

где R0 примерно равно расстоянию до заряда q; определим его как расстояние ОР до начала координат (х, у, z). Итак, электри­ческое поле равно константе, умноженной на очень простую величину — производную координат х и у по t. (Математически можно назвать их поперечными компонентами вектора положе­ния заряда r, но ясности от этого не прибавится.)

Конечно, нужно всегда помнить, что координаты берутся не в момент наблюдения, а с учетом запаздывания. В данном случае запаздывание зависит и от z (т). Чему равно время за­паздывания? Обозначим время наблюдения через t (это время в точке наблюдения Р), тогда время т, которое в точке А соот­ветствует времени t, не будет совпадать с t, а отстает от него на промежуток времени, необходимый свету, чтобы пройти все рас­стояние от заряда до точки наблюдения. В первом приближении время запаздывания равно R0/c, т. е. постоянной (что неинте­ресно), а в следующем приближении должно зависеть от z-координаты положения заряда в момент τ, потому что для заряда q, сдвинутого немного назад, запаздывание увеличивается. Этим эффектом мы раньше пренебрегали, если теперь учесть его, то мы получим формулу, пригодную для любых скоростей. Нам остается выбрать определенное значение t, вычислить с его помощью т и найти х и у в момент времени τ. Запаздываю­щие значения х и у обозначим через х' и y', вторые производные от них определяют поле. Итак, τ определяется из уравнений

(34.4)

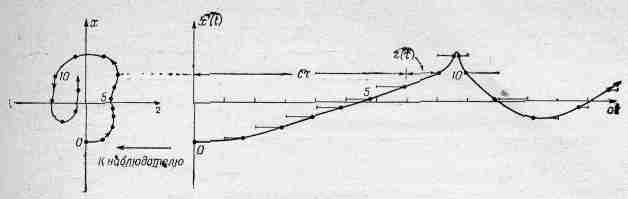
Эти уравнения довольно сложны, но их решение легко получить геометрическим путем. Чертеж даст вам возможность качествен­но почувствовать, как возникают соотношения, хотя для вывода точных результатов понадобится преодолеть еще немало мате­матических сложностей.

**§ 2. Определение «кажущегося» движения**

C:\1\pic\gray.jpgНаписанное выше уравнение можно упростить довольно инте­ресным способом. Опустим неинтересный для нас постоянный член R0/c (это означает только, что мы изменяем начало отсчета времени t на постоянный отрезок) и запишем

(34.5)

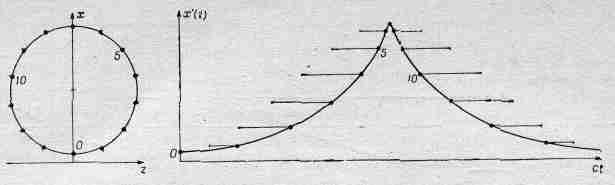
Нам нужно найти х' и у' как функции t, а не т, и это достигается следующим образом: как подсказывает уравнение (34.5), нужно взять истинное движение заряда и добавить время т, умножен­ное на константу (скорость света). На фиг. 34.2 показано, что это означает. Возьмем истинную траекторию заряда (показанную слева) и представим себе, что по мере движения заряд удаляется от точки Р со скоростью с (здесь нет каких-либо релятивистских сокращений и подобных вещей; это просто математическое до­бавление ст). Таким путем получится новая траектория, где по оси абсцисс отложено ct, как показано на рисунке справа. (На рисунке изображена траектория довольно сложного движения в плоскости, но движение может происходить не только в плокости.)

*Фиг. 34.2. Геометрический способ определения x'(t) из уравнения (34.5.).*

Смысл приведенной процедуры состоит в том, что гори­зонтальное расстояние в правой части фиг. 34.2 в отличие от левой оказывается равным не z, a z+cт, т. е. ct. Мы нашли, таким образом, график изменения х' (и у') в зависимости от t\ Осталось только определить ускорение на кривой, т. е. продиф­ференцировать ее дважды. Отсюда окончательно заключаем: чтобы найти электрическое поле движущегося заряда, нужно взять траекторию движения и заставить двигаться каждую ее точку от точки наблюдения со скоростью с; полученная кривая дает положения х' и у' как функцию t. Ускорение на этой кривой определит электрическое поле в зависимости от t. Можно, если угодно, представить себе, что вся эта «твердая» кривая дви­жется вперед со скоростью с сквозь плоскость зрения, так что точка пересечения с плоскостью зрения имеет координаты х' и у'. Ускорение этой точки и определит электрическое поле! Полученное решение будет не менее точно, чем формула, из ко­торой мы исходили,— это просто ее геометрическое представ­ление.

Если источник совершает относительно медленное движение, как, например, медленно колеблющийся вверх и вниз осцилля­тор, то при растягивании этого движения со скоростью света получится простая синусоидальная кривая. Отсюда можно получить формулу для поля, создаваемого осциллирующим заря­дом, которую мы видели неоднократно.

Более интересный пример — это электрон, движущийся по окружности со скоростью, близкой к скорости света. Если на­блюдатель находится в плоскости движения электрона, запазды­вающее движение x'(t) имеет для него вид, изображенный на фиг. 34.3. Что это за кривая? Если мы представим себе радиус-вектор, проведенный из центра окружности к заряду, и если мы продолжим эти радиальные линии чуть-чуть за заряд (совсем капельку, если заряд движется быстро), то мы придем к точке, которая движется со скоростью света с. Поэтому результирую­щее движение есть движение заряда, прикрепленного к ко­лесу, которое катится назад (без скольжения) со скоростью с;

*Фиг. 34.3. Кривая зависимости х' (t) для частицы, вращающейся по окружности с постоянной скоростью v = 0,94c.*

это дает нам кривую, очень похожую на циклоиду, называется она *гипоциклоидой.*

Когда заряд движется по окружности со скоростью, близкой к скорости света, пики на кривой становятся очень острыми, а при скорости, равной скорости света, они были бы бесконечно острыми. «Бесконечно острые» пики! Очень интересно; это зна­чит, что вблизи такого пика вторая производная очень велика. Один раз в течение каждого периода возникает мощный и резкий импульс электрического поля. Ничего похожего в случае нере­лятивистского движения не бывает, там электрическое поле в те­чение всего периода принимает значения примерно одного и того же порядка. Вместо этого в случае больших скоростей там воз­никают резкие импульсы электрического поля с интервалом вре­мени 1/Т0*,* где Т*0 —* период обращения. Это сильное электриче­ское поле излучается в узком конусе около направления движе­ния заряда. Когда же заряд удаляется от точки наблюдения Р, производная кривой мала и излучение в направлении *Р* очень слабое.

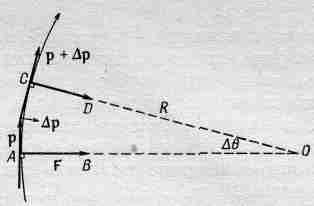
**§ 3 Синх****poтpoннoe излyчeнue**

В синхротроне электроны движутся по окружности с боль­шими скоростями, близкими к скорости света, и описанное излучение можно увидеть как настоящий *свет!* Обсудим это явление более подробно.

Электроны в синхротроне движутся по окружности в одно­родном магнитном поле. Давайте установим прежде всего, почему они движутся по окружности. Согласно уравнению (12.10), сила, действующая на частицу в магнитном поле, равна

F = q•vXB (34.6)

и направлена перпендикулярно полю и скорости. Как обычно, сила равна скорости изменения импульса со временем. Если поле направлено вверх от плоскости страницы, импульс и сила

*Фиг. 34.4. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле по окружности (или по спи­рали).*

располагаются так, как показано на фиг. 34.4. Поскольку сила перпендикулярна скорости, кинетическая энергия, а значит, и абсолютная величина скорости остаются *постоянными.* Действие магнитного поля сводится только к изменению *направления дви­жения.* За малый промежуток времени Δt вектор импульса из­менится на величину Δр = F•Δt, направленную перпендику­лярно импульсу, т. е. вектор импульса р повернется на угол Δθ = Δр/р *=qvB*Δ*t/p,* так как |F| = qv•|В|. Но за то же время электрон пройдет расстояние Δs = *v*Δ*t.* Две прямые, *АВ* и *CD,* очевидно, пересекутся в точке *О,* для которой *ОА*=*ОС*=*R*, причем Δs = RΔθ. Комбинируя написанные фор­мулы, мы получаем RΔθ/Δt=Rω*=v=qvBR/p,* откуда

C:\1\pic\gray.jpg

C:\1\pic\gray.jpg(34.7)

(34.8)

Мы можем повторить это рассуждение в любой последующий промежуток времени и придем, таким образом, к заключению, что частица в магнитном поле должна двигаться по окружности, имеющей радиус R, с угловой скоростью ω.

Равенство (34.7), выражающее импульс через произведение заряда, радиуса и магнитного поля, представляет собой очень важный закон, находящий весьма широкое применение. Он имеет большое практическое значение, потому что при наблю­дении движения частиц с одинаковыми зарядами в магнитном поле позволяет измерить радиусы кривизны траекторий; зная, кроме того, величину магнитного поля, можно определить, та­ким образом, импульсы частиц. Умножив обе части (34.7) на с и выразив заряд q через заряд электрона, мы получаем фор­мулу для импульса в единицах электронволът (эв):

C:\1\pic\gray.jpg(34.9)

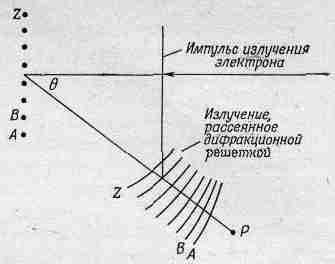
Здесь *В, R* и скорость света определены в системе единиц СИ, скорость света в этой системе равна численно 3•108.

Единица измерения магнитного поля в системе СИ назы­вается *вебер на метр квадратный.* Часто употребляют более старую единицу — гаусс (гс). Один вебер/м2 равен 104 гс. Что­бы дать представление о величине магнитных полей, приведем некоторые цифры. Самое сильное магнитное поле, которое мож­но создать в железе, порядка 1,5•104 гс; при больших полях использовать железо становится невыгодным. В настоящее время электромагниты с обмоткой из сверхпроводящей прово­локи позволяют получать постоянное поле напряженностью свыше 105 гс, т. е. 10 ед. СИ. Напряженность магнитного поля Земли у экватора составляет несколько десятых гаусса.

Обратимся снова к формуле (34.9) и возьмем для примера синхротрон, который разгоняет частицы до миллиарда электрон-вольт, т. е. дает частицы с рс, равным 109 эв (ниже мы определим и энергию частиц). Пусть В = 104 гс, или 1 ед. СИ, т. е. поле достаточно сильное, тогда R оказывается равным 3,3 м. Син­хротрон КАЛТЕХа имеет радиус 3,7 м, поле чуть больше взя­того нами, а энергию 1,5 млрд. эв (или Гэв), т. е. порядок всех величин тот же самый. Теперь становится понятным, почему синхротроны имеют такие размеры.

Выше мы брали импульс частиц; полная же энергия, вклю­чающая энергию покоя, дается формулой W = √(р2с2 +m2с4). Энергия покоя электрона mс2 равна 0,511•106 эв, поэтому при импульсе рс — 109 эв можно пренебречь величиной m2с4 и для всех практических целей пользоваться формулой W=рс, справедливой в случае релятивистских скоростей. Фактически нет никакой разницы, когда мы говорим, что энергия электро­на равна 1 Гэв или что импульс электрона, умноженный на с, равен 1 Гэв. Когда W=109 эв, то, как легко показать, скорость частицы равна скорости света с точностью до одной восьмимил­лионной!

Теперь вернемся к излучению, испускаемому такой частицей. Двигаясь по окружности с радиусом 3,3 м и длиной 20 м,части­ца делает один оборот примерно за то же время, за которое свет проходит 20 м. Поэтому длина волны испускаемого излучения, казалось бы, равна 20 м, т. е. лежит в области коротких радио­волн. Но, как мы уже говорили, возникают пики излучения (см. фиг. 34.3) и из-за того, что скорость электрона отличается от скорости света с на одну восьмимиллионную, ширина пиков пренебрежимо мала по сравнению с расстоянием между ними. Ускорение, определяемое второй производной по времени, при­водит к появлению «фактора сокращения» 8•106 в квадрате, потому что масштаб времени уменьшается в 8•106 раз в области пика и входит он дважды. Поэтому эффективная длина волны должна быть в 64•1012 раз меньше 20 м, что соответствует уже области рентгеновских лучей. (На самом деле эффект опреде­ляется значением не в самом пике, а некоторой областью около пика. Это дает вместо квадрата степень 3/2, но все равно при­водит к длинам волн, несколько меньшим, чем в видимом свете.)

*Фиг. 34.5, Падающий на решет­ку импульс света в форме острого пика после отражения дает в раз­ных направлениях лучи различной окраски.*

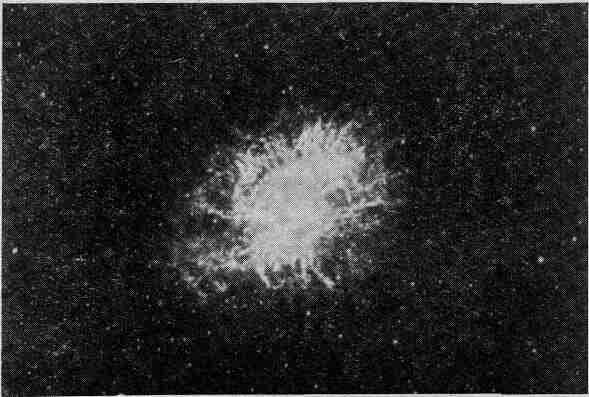
Итак, если даже медленно движущийся электрон излучает радиоволны длиной порядка 20 м, то релятивистские эффекты сокращают длину волны настолько, что мы можем увидеть из­лучение! Очевидно, свет должен быть поляризован перпенди­кулярно однородному магнитному полю.

Предположим далее, что мы направили подобный пучок света (импульсы излучения возникают через большие промежут­ки времени, так что для простоты возьмем один такой импульс) на дифракционную решетку, состоящую из множества рассеи­вающих линий. Какая картина возникнет после прохождения излучения через решетку? (Казалось бы, мы должны увидеть красные, синие полосы света и т. д., если вообще мы будем ви­деть свет.) А что мы увидим на самом деле?

Импульс излучения попадает прямо на решетку, и все ос­цилляторы на линиях решетки начинают одновременно бешено колебаться туда и обратно. При этом они излучают в разных направлениях, как показано на фиг. 34.5. Но точка Р располо­жена ближе к одному концу решетки, и поэтому излучение попа­дает в нее сначала от А, потом от В и т. д., наконец, последним приходит импульс от самой крайней линии. В итоге совокуп­ность всех отраженных волн принимает такой вид, как показано на фиг. 34.6,а. Это электрическое поле, состоящее из целого ряда импульсов, очень походит на синусоидальную волну, при­чем длина волны есть расстояние между соседними импульса­ми, точь-в-точь как у монохроматической волны, падающей на дифракционную решетку! Таким образом, мы действительно увидим свет окрашенным. Но те же аргументы, казалось бы, позволяют думать, что «импульсы» любой формы создадут видимый свет.



*Фиг. 34.6. Суммарное электри­ческое поле от совокупности ост­рых импульсов (а) и импульсов гладкой формы (б).*

*Фиг. 34.7. Крабовидная туманность. Снято без фильтра .*

Нет, это не так. Предположим, что пики гораздо более гладкие; давайте снова сложим все рассеянные волны, разделенные небольшими временными интервалами (фиг. 34.6,б). Тогда мы увидим, что поле почти не испытывает колебаний и представляет собой весьма гладкую кривую, потому что каж­дый импульс мало меняется за промежуток времени между при­ходом двух соседних рассеянных волн.

Электромагнитное излучение, испускаемое релятивистской заряженной частицей, которая вращается в магнитном поле, называется синхротронным излучением. Происхождение этого названия очевидно, хотя такое излучение возникает не только в синхротронах и даже не только в условиях Земли. Весьма интересно и увлекательно то, что оно возникает и во Вселенной!

**§ 4. Космическое еинх****ротронное излучение**

К 1054 г. нашей эры китайская и японская цивилизации были одними из самых передовых в мире: китайцы и японцы уже тогда следили за явлениями во Вселенной, и в этот самый год они зафиксировали замечательное событие — внезапное появ­ление яркой звезды. (Любопытно, что ни один из европейских монахов, которые написали в средние века столько книг, и не подумал отметить это событие.) Как выглядит родившаяся звезда в настоящее время, показано на фиг. 34.7. Снаружи видно большое количество красных нитей, которые создаются атомами тонкой газовой оболочки, излучающими при своих



*Фиг. 34.8. Крабовидная туман­ность.*

*Снято через синий фильтр и поляроид, а — электрический вектор направлен вертикально; б — электрический век­тор направлен по горизонтали.*

собственных частотах; спектр излуче­ния состоит из ярких отдельных линий. Красный цвет обязан своим появле­нием азоту. А вот в центре светится странное размазанное пятно, излучаю­щее в непрерывном спектре частот, т. е. частоты, свойственные разным атомам, никак не выделены. Пятно это — вовсе не облако пыли, отражающее свет от соседних звезд, что могло бы тоже при­вести к непрерывному спектру излучения. Сквозь это образование можно увидеть звезды, значит, оно прозрачное и само излучает свет.

На фиг. 34.8 показан тот же объект, но теперь снятый в лучах участка спектра, где нет ярких линий, т. е. фактически видна только центральная часть. Кроме того, снимки делались через поляризатор, и два представленных снимка соответствуют двум взаимно перпендикулярным ориентациям поляризатора. Легко заметить, что снимки разные! Таким образом, приходящий к нам свет поляризован. Причина этого эффекта предположи­тельно состоит в том, что в туманности имеется местное магнит­ное поле, где крутится множество очень быстрых электронов.

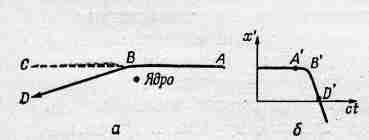
Мы только что объяснили, каким образом электроны движутся в поле по окружности. Если к этому движению добавить любое равномерное движение в направлении поля, излучение поля не изменится, поскольку сила qvXВ не имеет компоненты вдоль поля, а синхротронное излучение (как мы уже отмечали) всегда поляризовано под прямым углом к на­правлению проекции магнитного поля на плоскость зрения.

Сопоставляя оба эти факта, мы видим, что на участке, где один снимок светлый, а другой темный, электрическое поле света должно быть полностью поляризовано в одном направле­нии. Это значит, что перпендикулярно указанному направлению имеется магнитное поле, а в тех участках, где второй снимок имеет светлое пятно, магнитное поле направлено по-другому. При внимательном изучении фиг. 34.8 можно заметить, что вдесь имеется, грубо говоря, ряд «линий», идущих в одном направлении на первом снимке и в перпендикулярном к нему направлении на втором снимке. Изображения имеют как бы волокнистую структуру. Можно думать, что магнитные силовые линии продолжаются довольно далеко в одном и том же направ­лении и поэтому, вероятно, возникают вытянутые участки магнитного поля, где электроны закручиваются в одном направ­лении, а в областях с другим направлением поля электроны закручиваются по-иному.

Почему энергия электронов остается большой столь долгое время? Ведь с момента взрыва прошло уже 900 лет; как же по­лучилось, что электроны крутятся все так же быстро? Причина такой продолжительности всего процесса в целом и сохранения электронами их большой энергии, в частности, до сих пор еще не совсем понятна.

**§ 5. Тормозное излучение**

Мы кратко расскажем еще об одном интересном эффекте, связанном с излучением быстродвижущейся частицы. По сущест­ву, этот процесс очень похож на только что описанное излуче­ние. Предположим, что имеется материал, содержащий заря­женные частицы и мимо пролетает очень быстрый электрон (фиг. 34.9). Тогда под действием электрического поля ядра электрон будет притягиваться и ускоряться, и на траекто­рии появится изгиб. Чему будет равно излучение электри­ческого поля в направлении С, если скорость электрона близка к скорости света? Вспомним наше правило: мы должны взять истинное движение, перенести его назад со скоростью с, и тогда мы получим кривую, производная которой определяет электрическое поле. Электрон примчался к нам со скоростью v, следовательно, при переносе получается обратное движение и вся траектория сожмется во столько раз, во сколь­ко с—v меньше с. Таким образом, при 1-v/c<<1 кривизна кажущейся траектории в точке В' очень велика, и, взяв вто­рую производную, мы получаем мощное излучение в направле­нии движения. Следовательно, при прохождении через среду электроны большой энергии излучают вперед. Это явление на­зывается тормозным излучением. На практике синхротроны используются не столько для получения электронов большой

*Фиг. 34.9. Быстрый электрон, пролетающий вблизи от ядра, из­лучает в направлении своего дви­жения.*

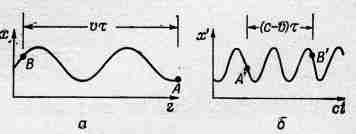
энергии (возможно, если бы их лучше умели выводить из син­хротрона, мы бы этого не стали говорить), сколько для рождения энергичных фотонов, или у~квантов, в процессе прохождения электронов через плотные мишени, где они испускают тормозное излучение.

**§ 6. Эффект** **Допплера**

C:\1\pic\gray.jpgРассмотрим теперь ряд других эффектов, связанных с движением источника. Пусть источник представляет собой покоящийся атом, колеблющийся со своей обычной частотой ш0. Частота наблюдаемого света тогда будет равна ω0. Но возьмем другой пример: пусть такой же атом колеблется с частотой ω1 и в то же время весь атом, весь осциллятор как целое движется со скоростью v по направлению к наблюдателю. Тогда истинное движение в пространстве будет таким, как изоб­ражено на фиг. 34.10,а. Используем наш обычный прием и до­бавим ст, т. е. сместим всю кривую назад и получим колебания, представленные на фиг. 34.10,6. За промежуток времени т осциллятор проходит расстояние vт, а на графике с осями х' и у' соответствующее расстояние равно (с-v)τ. Таким образом, число колебаний с частотой ш1, которое укладывалось в интер­вал Ат, на новом чертеже укладывается теперь уже в интервал Δτ = (1-v/c) Δτ; осцилляции сжимаются, и, когда новая кривая будет двигаться мимо нас со скоростью с, мы увидим свет более высокой частоты, увеличенной за счет C:\1\pic\gray.jpgфактора сокращения (1-v/c). Итак, наблюдаемая частота равна

(34.10)

Можно, конечно, объяснить этот эффект и другими спосо­бами. Пусть, например, тот же атом испускает не синусоидаль­ную волну, а короткие импульсы (пип, пип, пип, пип) с неко­торой частотой ш1. С какой частотой мы будем их воспринимать? Первый импульс к нам придет спустя определенное время, а второй импульс придет уже через более короткое время, потому что атом за это время успел к нам приблизиться. Следова­тельно, промежуток времени между сигналами «пип» сокра­тился за счет движения атома. Анализируя эту картину с геометрической точки зрения, мы придем к выводу, что час­тота импульсов увеличивается в 1/(1-v/c) раз.

*Фиг, 34.10. Движение осциллято­ра в плоскости х—z и в плоскости x'—t.*

Будет ли наблюдаться частота ω= ω0/(1-v/c), если атом с собственной частотой ш0 движется со скоростью v к наблюда­телю? Нет. Нам хорошо известно, что собственная частота дви­жущегося атома ω1 и частота покоящегося атома ω0 — не одно и то же из-за релятивистского замедления хода времени. Так что если ω0 — собственная частота покоящегося атома, то час­тота движущегося атома будет равна

C:\1\pic\gray.jpg(34.11)

Поэтому наблюдаемая частота ω окончательно равна

C:\1\pic\gray.jpg(34.12)

Изменение частоты, возникающее в таком случае, назы­вается эффектом Допплера: если излучающий объект движет­ся на нас, излучаемый им свет кажется более синим, а если он движется от нас, свет становится более красным.

Приведем еще два других вывода этого интересного и важ­ного результата. Пусть теперь покоящийся источник излучает с частотой ω0, а наблюдатель движется со скоростью v к источ­нику. За время t наблюдатель сдвинется на новое расстояние vt от того места, где он был при t = 0. Сколько радиан фазы пройдет перед наблюдателем? Прежде всего, как и мимо любой фиксированной точки, пройдет ю0t, а также некоторая добавка за счет движения источника, а именно vtk0 (это есть число ради­ан на метр, умноженное на расстояние).

Отсюда число радиан за единицу времени, или наблюдаемая частота, равно ω1=ω0+k0v. Весь этот вывод был произведен с точки зрения покоящегося наблюдателя; посмотрим, что уви­дит движущийся наблюдатель. Здесь мы снова должны учесть разницу в течении времени для наблюдателя в покое и движе­нии, а это значит, что мы должны разделить результат на √( 1-v2/с2). Итак, пусть k0 есть волновое число (количество ради­ан на метр в направлении движения), а со0 — частота; тогда частота, регистрируемая движущимся наблюдателем, равна

C:\1\pic\gray.jpg

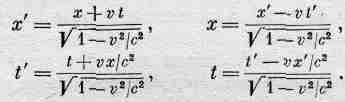
(34.13)

C:\1\pic\gray.jpgДля света мы знаем, что k0 = ω0/c. Следовательно, в рас­сматриваемом примере искомое соотношение имеет вид

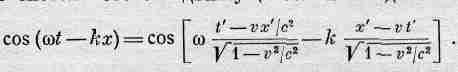
(34.14)

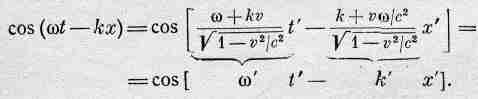
и, казалось бы, не похоже на (34.12)!

Отличается ли частота, наблюдаемая при нашем движении к источнику, от частоты, наблюдаемой при движении источника к нам? Конечно, нет! Теория относительности утверждает, что обе частоты должны быть в *точности равны.* Если бы мы были достаточно математически подготовлены, то могли бы убедиться, что оба математических выражения в точности равны! В действительности *требование равенства* обоих выражений часто используется для вывода релятивистского замедления времени, потому что без квадратных корней равенство сразу нарушается.

Раз уж мы начали говорить о теории относительности, при­ведем еще и третий способ доказательства, который покажется, пожалуй, более общим. (Суть дела остается прежней, ибо не играет роли, *каким способом* получен результат!) В теории от­носительности имеется связь между положением в пространстве и временем, определяемым одним наблюдателем, и положением и временем, определяемым другим наблюдателем, движущимся относительно первого. Мы уже выписывали эти соотношения (гл. 16). Они представляют собой *преобразования Лоренца,* прямые и обратные:

(34.15)

Для неподвижного наблюдателя волна имеет вид cos(cot-*kx);* все гребни, впадины и нули описываются этой формой. А как будет выглядеть та же самая физическая волна для движущегося наблюдателя? Там, где поле равно *нулю,* любой наблюдатель при измерении получит нуль; это есть релятивистский инвариант. Следовательно, форма волны не меняется, нужно только напи­сать ее в системе отсчета движущегося наблюдателя:

Произведя перегруппировку членов, получим

(34.16)

C:\1\pic\gray.jpgМы снова получим волну в виде косинуса с частотой ω' в ка­честве коэффициента при t' и некоторой другой константой k' — коэффициентом при х'. Назовем k' (или число колебаний на 1 м) волновым числом для второго наблюдателя. Таким об­разом, движущийся наблюдатель отметит другую частоту и другое волновое число, определяемые формулами

(34.17)

C:\1\pic\gray.jpg

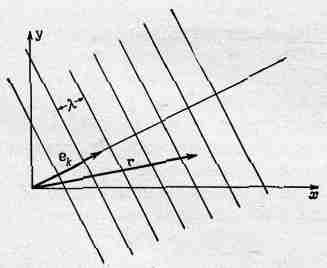
(34.18)

Легко видеть, что (34.17) совпадает с формулой (34.13), полу­ченной нами на основании чисто физических рассуждений.

**§ 7. Четырехвектор (ω, k)**

Соотношения (34.17) и (34.18) обладают весьма интересным свойством: новая частота ω' линейно связана со старой частотой ω и старым волновым числом k, а новое волновое число представ­ляется в виде комбинации старого волнового числа и частоты. Далее, волновое число есть скорость изменения фазы с расстоя­нием, а частота — скорость изменения фазы со временем, и сами соотношения обнаруживают глубокую аналогию с пре­образованиями Лоренца для координаты и времени: если со сопоставить с t, a k с х/с2, то новое ω' сопоставляется с t', a k' — с координатой х'/с2. Иначе говоря, при преобразовании Лоренца ω и k изменяются так же, как t и х. Эти величины ω и k составляют так называемый четырехвектор. Четырехкомпонентная величина, преобразующаяся как время и координа­ты, и есть четырехвектор. Здесь все правильно, за исключением одного — четырехвектор имеет четыре компоненты, а у нас фигурируют только две! Как уже говорилось, со и k подобны времени и одной координате пространства; для введения двух остальных координат надо изучить распространение света в трехмерном пространстве.

Пусть задана система координат х, у, z и волна движется в пространстве с волновым фронтом (фиг. 34.11). Длина волны есть К, а направление распространения волны не совпадает ни с одной осью координат.



*Фиг. 34.11. Плоская волна, движущаяся под углом.*

Какой вид имеет формула движения для такой волны? Ответ очевиден: это cos (a>t-ks), где k = 2п/X a s (расстояние вдоль направления движения вол­ны) — проекция вектора положения на направление движе­ния. Запишем это следующим образом: пусть r есть вектор точки в пространстве, тогда s есть г-еk, где ek — единичный вектор в направлении движения волны. Иначе говоря, s равно rcos(r-ek), проекции расстояния на направление движе­ния. Следовательно, наша волна описывается формулой cos(ωt-kek•r).

Оказывается очень удобным ввести вектор k, называемый волновым вектором', величина его равна волновому числу 2π/λ, а направление совпадает с направлением распространения волны

C:\1\pic\gray.jpg(34.19)

Благодаря введению этого вектора волна приобретает вид cos(ωt-k•r), или cos(ωt-kxx-kyy-kzz). Выясним смысл про­екций k, например kx. Очевидно, kx есть скорость изменения фазы в зависимости от координаты х. Фиг 34.11 подсказывает нам, что фаза меняется с ростом х так, как если бы вдоль х бежала волна, но соответствующая ей длина волны оказывается больше по величине. «Длина волны в направлении х» больше истинной на множитель, равный секансу угла α между осью х и направле­нием движения истинной волны:

C:\1\pic\gray.jpg(34.20)

Следовательно, скорость изменения фазы, обратно пропорцио­нальная Xх, в направлении х оказывается меньше на множитель cos а; но этот же множитель содержит и kx, равный модулю k, умноженному на косинус угла между k и осью х!

Итак, мы выяснили смысл волнового вектора, описывающего распространение волны в трехмерном пространстве. Четыре величины со, kx, ky, kz преобразуются в теории относительности как четырехвектор, причем со соответствует времени, a kx, ky, kz соответствуют х, у и z и компонентам четырехвектора.

Еще раньше, когда мы занимались теорией относительности (гл. 17), мы выяснили, что из четырехвекторов можно соста­вить релятивистское штрихованное произведение. Взяв вектор положения xμ (где μ, нумерует четыре компоненты — время и три пространственные) и волновой вектор kμ (где и. снова про­бегает четыре значения), образуем штрихованное произведе­ние хμ и kμ , записываемое в виде Σ'kμ хμ. Это произведение есть инвариант, не зависящий от выбора системы коор­динат. Согласно определению штрихованного произведения,

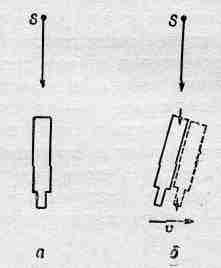
можно записать Σ'kμ хμ. следующем виде:

C:\1\pic\gray.jpg

(34.21)

Поскольку kμ есть четырехвектор, то, как мы уже знаем, Σkμxμ есть инвариант по отношению к преобразованиям Лорен­ца. Под знак косинуса в нашей формуле для плоской волны вхо­дит именно это произведение, и оно обязано быть инвариантом от­носительно преобразований Лоренца. У нас не может появиться формула, у которой под знаком косинуса стоит неинвариантная величина, потому что мы знаем, что значение фазы не зависит от выбора системы координат.

**§ 8. Аберрация**

При выводе формул (34.17) и (34.18) мы взяли простой при­мер, когда k лежит в направлении движения системы коорди­нат; но мы можем обобщить теперь эти формулы на другие возможные случаи. Пусть источник посылает луч света в определенном направлении; это направление фиксируется неподвижным наблюдателем, а мы движемся, скажем, по по­верхности Земли в горизонтальном направлении (фиг. 34.12,а). В каком направлении падает луч света с нашей точки зре­ния? Можно получить ответ, записав четыре компоненты kм и совершив преобразования Лоренца. Но можно воспользо­ваться и следующим рассуждением: чтобы увидеть луч, следует наш телескоп повернуть на некоторый угол (фиг. 34.12, б). Почему? Потому что свет падает сверху со скоростью с, а мы движемся горизонтально со скоростью у, и свет пройдет «пря­мо» через телескоп, если последний наклонить на некоторый угол. Легко понять, что расстояние по горизонтали равно vt, а по вертикали ct, и, обозначив угол наклона через θ', мы получим tgθ'=v/c. Замечательно! В самом деле, замеча­тельно, если бы не одна маленькая деталь: θ' не есть тот угол, под которым надо установить телескоп по отношению к поверх*ности Земли,* потому что наш анализ проводился с точки зре­ния неподвижного наблюдателя.

*Фиг, 34.12. Удаленный источник света S.*

*а* — *наблюдаемый через неподвижный телескоп; б — наблюдаемый через теле­скоп, движущийся в боковом направле­нии.*

Горизонтальное расстояние, которое мы считали равным *vt,* неподвижный по отношению к Земле наблюдатель найдет равным совсем другой величине, так как он пользуется, с нашей точки зрения, «сжатой» линейкой. Из-за эффекта сокращения возникает совсем другое соотноше­ние:

C:\1\pic\gray.jpg(34.22)

что эквивалентно

C:\1\pic\gray.jpg(34.23)

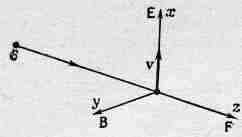
Полезно вам самим получить это соотношение с помощью преобразования Лоренца.

Описанный выше эффект кажущегося изменения направле­ния луча называется *аберрацией* и обнаружен на опыте. Каза­лось бы, *как* он может проявиться? Ведь никто не знает, где *на самом деле* расположена звезда. Пусть мы действительно смотрим на звезду в неправильном, кажущемся направлении, откуда нам известно, что оно неправильное? Известно; потому, что Земля обращается вокруг Солнца. Сегодня мы устанавли­ваем телескоп под одним углом, а через шесть месяцев мы долж­ны его уже повернуть. Вот откуда мы знаем о существовании этого эффекта.

**§ 9. Импульс световой волны**

Займемся теперь другим вопросом. В прошлых главах мы ни разу не говорили о *магнитном* поле световой волны. Обычно эффекты, связанные с магнитным полем, очень малы, однако есть один интересный и важный эффект, возникающий под влиянием магнитного поля. Пусть имеется луч света, посылае­мый каким-то источником, который действует на заряд и застав­ляет его колебаться вверх и вниз. Предположим, что электри­ческое поле направлено вдоль оси *х;* тогда колебания заряда будут происходить тоже вдоль оси *х:* положение заряда дается значением *х,* а скорость заряда есть *v* (фиг. 34.13).

Магнитное поле направлено перпендикулярно электри­ческому. Электрическое поле, воздействуя на заряд, заставляет его раскачиваться вверх и вниз, а как действует магнитное поле? Магнитное поле действует только на движущийся заряд (пусть это будет, например, электрон); но электрон действитель­но движется, ведь он разгоняется электрическим полем, следо­вательно, оба поля действуют совместно. Двигаясь вверх и вниз с некоторой скоростью, электрон испытывает действие силы, равной по величине произведению *Bvq,* а каково *направление*



*Фиг. 34.13. Движущийся под дей­ствием электрического поля заряд, на который со стороны магнитно­го поля действует сила, направлен­ная по световому лучу.*

этой силы? *Направление силы совпадает с направлением распрост­ранения, света.* Следовательно, падающий на заряд луч света заставляет его колебаться и, кроме того, тянет его с некоторой силой в направлении движения световой волны. Это явление носит название давления электромагнитных волн, или *светового давления.*

Определим величину светового давления. Она, очевидно, равна *F = qvB* или, поскольку заряд и поле осциллируют, равна *среднему по времени* от *F,* т. е. <F>. Согласно (34.2), на­пряженность магнитного поля равна напряженности электри­ческого поля, деленной на с, так что мы должны найти среднее от произведения электрического поля, скорости и заряда, деленного на *с: <F>* = *q<vE>/c.* С другой стороны, произве­дение заряда *q* на поле *Е* есть сила, действующая на заряд со стороны электрического поля, а произведение силы на ско­рость есть работа в единицу времени *dW/dt,* совершаемая над зарядом!

*C:\1\pic\gray.jpg*Следовательно, сила («толкающий импульс»), сообщаемая за­ряду за 1 *сек,* равна *поглощаемой энергии* света за 1 *сек,* деленной на с! Этот закон носит общий характер, поскольку нам не надо было знать силу осциллятора, а также взаимное уничтожение действия разных зарядов. *В каждом случае, когда происходит поглощение света, возникает давление.* Импульс, сообщаемый светом, всегда равен поглощаемой энергии, деленной на с:

(34.24),

Мы уже знаем, что свет переносит с собой энергию. Теперь мы приходим к выводу, что свет несет также и *импульс* и, кроме того, импульс световой волны всегда равен энергии, деленной на *с.*

И наоборот, при испускании света источник испытывает отдачу. Если атом излучает энергию *W* в некотором направ­лении, возникает импульс отдачи *р* = W/c*.* Пучок света, па­дающий по нормали к зеркалу, при *отражении* сообщает зеркалу в два раза большую силу.

*C:\1\pic\gray.jpg*Все сказанное находится в рамках классической теории света. Мы, конечно, знаем, что существует квантовая теория и что свет во многих отношениях ведет себя как частица. Энергия света — частицы — равна частоте, умноженной на постоян­ную

(34.25)

*C:\1\pic\gray.jpg*Раз свет переносит импульс, равный энергии, деленной на *с,* то эффективные частицы, *фотоны,* несут импульс

(34.26)

*C:\1\pic\gray.jpgНаправление* импульса совпадает, разумеется, с направлением распространения света. Следовательно, можно записать это в векторной форме

(34.27)

Мы знаем также, что энергия и импульс частицы образуют четырехвектор. Мы уже выяснили, что со и k тоже составляют четырехвектор. И очень хорошо, что в оба равенства (34.27) входит одна и та же константа; это означает, что квантовая теория и теория относительности согласуются друг с другом.

Уравнению (34.27) можно придать более элегантный вид: *р =fik* (релятивистское уравнение для частицы, которая со­поставляется волне). Хотя это соотношение написано нами для фотонов, у которых *k* (модуль k) равно со/с, а *р* = *W/c,* на самом деле оно имеет гораздо более общий характер. В квантовой механике *все* частицы, а не только фотоны проявляют волновые свойства, причем частота и волновое число соответствующих волн связаны с энергией и импульсом частицы соотношениями (34.27) (они называются *соотношениями де-Бройля),* даже в случае *р,* не равного *W1с.*

В предыдущей главе мы видели, что свет с- правой и левой круговой поляризацией также переносит *момент количества движения,* по величине пропорциональный энергии *$* волны. С квантовой точки зрения пучок света с круговой поляризацией представляется в виде потока фотонов, каждый из которых несет момент количества движения i/t, направленный *по* или *против* движения. Вы видите, во что превращается поляризация с кор­пускулярной точки зрения — фотоны обладают моментом ко­личества движения, как вращающиеся пули винтовки. Но кар­тина с «пулями» столь же не полна, как и «волновая» картина, и нам предстоит обсудить эти представления более подробно в последующих главах, посвященных квантовым явлениям.

#### Глава 35

**ЦВЕТОВОЕ ЗРЕНИЕ**

**[§ 1. Человеч](#a1)****[ес](#a1)****[кий глаз](#a1)**

[**§ 3, Цвет завис****ит** **от интенсивности**](#a2)

[**§ 3. Измерение восп****риятия цвета**](#a3)

[**§ 4:. Диаграмма** **цветности**](#a4)

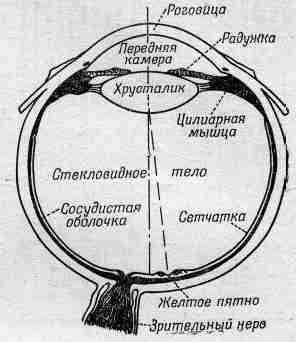
[**§ 5. Механизм цве****т****о****вого зрения**](#a5)

[**§ 6. Физико-хими­че****с****кие с****войства цветового зрения**](#a6)

**§ 1. Человеческий глаз**

Явление цвета отчасти обусловлено физи­ческими процессами. Мы уже говорили о цве­товой гамме мыльных пленок, вызванной интер­ференцией. Но цвет, кроме того, связан еще с функцией глаза и с тем, что происходит позади него, т. е. с деятельностью мозга. Физика изучает поведение света, пока он на­ходится вне человеческого глаза, а наши ощу­щения, после того как свет попал в глаз, возни­кают в результате фотохимических и нервных процессов, а также психологических рефлексов.

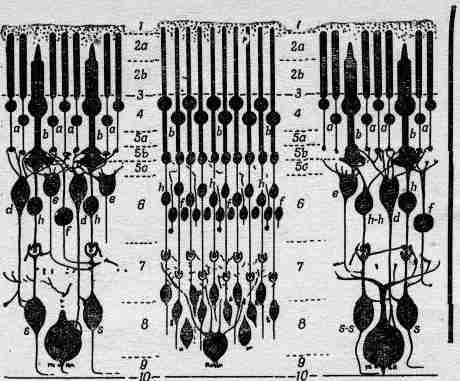
С восприятием света связано множество интересных явлений, в которых тесно пере­плетаются и физические, и физиологические процессы, так что познавание явлений при­роды, воспринимаемых через *зрение,* выходит за рамки физики как таковой. Мы не станем извиняться за то, что собираемся несколько вторгнуться в другие области науки, потому что, как мы уже подчеркивали, науки разде­лены не естественным путем, а лишь из сооб­ражений удобства. Природа вовсе не заинте­ресована в подобном разделении, и многие интересные явления лежат именно на стыке разных областей науки.

В гл. 3 мы в общих чертах говорили о связях физики с другими науками; теперь мы хотим более подробно исследовать ту область явле­ний, где физика и другие науки исключительно тесно связаны между собой. Эта область — вос­приятие света, *зрение.* Особое внимание мы уделим *цветовому зрению.* В этой главе мы в основном будем говорить о явлениях, связанных со зрением человека; следующая глава будет посвящена физиологи­ческим аспектам зрения как у человека, так и у животных.

*Фиг. 35.1. Строение глаза*

Зрение начинается с гла­за; чтобы понять, как мы видим, нужно разобраться в устройстве самого глаза. В следующей главе мы довольно подробно будем говорить о функции отдель­ных частей глаза и их связи с нервной системой. А пока кратко опишем, как функционирует глаз.

Свет попадает в глаз через *роговицу* (фиг. 35.1); мы уже рас­сказывали раньше, как свет преломляется и отображается на зад­ней поверхности глаза, на слое, который называется сетчаткой; разные части сетчатки воспринимают лучи от различных областей поля зрения вне глаза. Сетчатка не вполне однородна: в ее центре есть участок — пятно, который мы используем, когда нам необходимо видеть предметы особенно четко; в этом участ­ке острота зрения особенно велика, называется он — *желтое пятно,* или центральная ямка. Легко убедиться непосредствен­но на опыте, что боковые участки глаза различают детали рассматриваемого предмета не столь эффективно, как централь­ный участок. В сетчатке имеется еще один участок, где зритель­ные нервы, несущие всю информацию, собираются вместе и выходят из глаза; этот участок называется *слепым пятном.* Сетчатка там не имеет чувствительности, и если, например, закрыть левый глаз и посмотреть перед собой, а затем медленно отодвигать палец (или другой небольшой предмет) из поля зре­ния, то в каком-то месте поля зрения этот предмет неожиданно исчезнет. Известен пока лишь один случай, когда из этого эф­фекта была извлечена реальная польза. Один физиолог, пока­завший действие слепого пятна, стал любимцем при дворе французского короля; на утомительных заседаниях со своими придворными король развлекался, «отрубая им головы»: он смотрел на одного из них и следил, как в это время «исчезала» голова другого.

*Фиг. 35.2, Структура сетчатки (свет входит снизу}*

На фиг. 35.2 в увеличенном масштабе показана структура сетчатки. Различные части сетчатки имеют разную структуру. На периферических частях сетчатки наиболее часто встречаются удлиненные объекты, называемые *палочками.* Ближе к желтому пятну, кроме палочек, попадаются еще *колбочки.* Позже мы опишем структуру этих элементов. Чем ближе к желтому пят­ну, тем больше становится колбочек, а в самом желтом пятне фактически имеются одни только колбочки, лежащие столь тесно, что здесь они много мельче, или уже, чем в других местах сетчатки. Следовательно, в центре поля зрения мы видим с помощью колбочек, а на периферии в восприятии света участ­вуют палочки. Интересно, что любая чувствительная к свету клетка в сетчатке не связана со зрительным нервом непо­средственно, а соединена с другими клетками, которые в свою очередь соединены между собой. Существует несколько типов клеток: одни несут информацию к зрительному нерву, а другие связаны между собой в основном в «горизонтальном» направлении. Всего имеется четыре типа клеток, но мы сейчас не будем об этом говорить подробно, а только подчеркнем основ­ную идею: что световой сигнал уже на этом этапе «продумыва­ется». Иначе говоря, информация, полученная от различных клеток, не сразу поступает в мозг от каждой точки в отдель­ности, а частично осмысливается в сетчатке путем комбиниро­вания информации от нескольких зрительных рецепторов. Важ­но понять, что сам глаз выполняет часть функций осмысливания, свойственных головному мозгу.

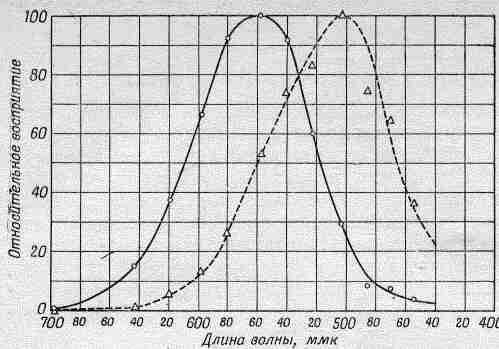
**§ 2. Цвет зависит от интенсивности**

Одним из самых примечательных свойств зрения является способность глаза привыкать (адаптироваться) к темноте. Когда из ярко освещенной комнаты мы входим в темную, то некоторое время мы ничего не видим, и лишь постепенно окружающие предметы начинают вырисовываться все явственнее, и в конце концов мы начинаем замечать то, чего раньше совсем не видели. При очень слабом свете предметы кажутся *лишенными окраски.* Было установлено, что зрение в условиях темновой адаптации осуществляется почти исключительно с помощью палочек, а в условиях яркого света — с помощью колбочек. В результате мы распознаем целый ряд явлений, связанных с передачей функции зрения от палочек и колбочек, действующих совмест­но, к одним только палочкам.

Во многих случаях объекты, которые считаются одноцвет­ными, при увеличении интенсивности света могут приобрести окраску и стать изумительно красивыми. Например, изображе­ние какой-нибудь слабой туманности в телескопе обычно ка­жется «черно-белым», однако астроному Миллеру из обсер­ваторий Маунт Вильсон и Паломар удалось благодаря своему терпению получить *цветные* снимки нескольких туманностей. Никто никогда не видел окраски туманностей своими глазами, но это не значит, что цвета созданы искусственным путем, просто интенсивность света была слишком мала, чтобы колбоч­ки наших глаз могли определить цвет. Особенно красивы Кольцевидная и Крабовидная туманности. На снимке Кольце­видной туманности центральная часть окрашена в прекрасный синий цвет и окружена она ярким красным ореолом, а на сним­ке Крабовидной туманности на фоне голубоватой дымки пе­ремежаются яркие красно-оранжевые нити.

При ярком свете чувствительность палочек, по-видимому, очень мала, но в темноте с течением времени они приобретают способность видеть. Относительные изменения интенсивности, к которым глаз может приспосабливаться, превышают один миллион раз. Природа придумала для этой цели два рода кле­ток: одни видят при ярком свете и различают цвета — это колбочки, другие приспособлены видеть в темноте — это па­лочки.

Отсюда возникают интересные следствия: первое — это обесцвечивание предметов (в слабом свете), а второе — разли­чие в относительной яркости двух предметов, окрашенных в разные цвета. Оказывается, палочки видят синий конец спект­ра лучше, чем колбочки, но зато колбочки видят, например, темно-красный цвет, тогда как палочки его совершенно не могут увидеть. Поэтому для палочек красный цвет — все равно что черный. Если взять два листка бумаги, скажем красный и синий, то в полутьме синий будет казаться ярче красного, хотя при хорошем освещении красный листок гораздо ярче синего.

*Фиг. 35.3. Спектральная чувствительность глаза. Сплошная кривая — на свету; пунктирная — в темноте.*

Это совершенно поразительное явление. Если мы в темноте рассматриваем ярко раскрашенную обложку журнала и представляем себе ее расцветку, то на свету все становится совершенно неузнаваемым. Описанное выше явление называ­ется *эффектом, Пуркинье.*

На фиг. 35.3 пунктирная кривая характеризует чувствитель­ность глаза в темноте, т. е. чувствительность за счет палочек, а сплошная кривая относится к зрению на свету. Видно, что мак­симальная чувствительность палочек лежит в области зеленого цвета, а колбочек — в области желтого цвета. Поэтому красный листок (красный цвет имеет длину волны около 650 *ммк),* хо­рошо видный при ярком свете, почти совсем не виден в темноте.

Тот факт, что зрение в темноте осуществляется с помощью палочек, а в окрестности желтого пятна палочек нет, проявля­ется еще и в том, что мы видим в темноте предметы, находящиеся прямо перед нами, не столь отчетливо, как предметы, располо­женные сбоку. Слабые звезды и туманности иногда бывает лег­че заметить, если смотреть на них несколько вбок, потому что в центре сетчатки палочек почти совсем нет.

Уменьшение числа колбочек к периферии глаза в свою оче­редь приводит еще к одному интересному эффекту — на краю поля зрения даже яркие предметы теряют свою окраску. Этот эффект легко проверить. Зафиксируйте свой взгляд в каком-то определенном направлении и попросите приятеля, чтобы он подошел к вам сбоку, держа в руке ярко раскрашенные листки. Попробуйте определить цвет листков, прежде чем они окажутся прямо перед вами. Вы обнаружите, что сами листки увидели задолго до того, как смогли определить, какого они цвета. Лучше, если ваш приятель будет входить в поле зрения со сто­роны, противоположной слепому пятну, иначе возникнет путаница: вы начнете уже различать цвета, и вдруг все исчез­нет, а затем листки снова появятся и вы ясно различите их цвет.

Интересно также, что периферия сетчатки исключительно чувствительна к движению объектов зрения. Хотя мы плохо видим, когда смотрим искоса, одним уголком глаза, тем не менее сразу замечаем летящего сбоку жука или мошку, даже если вовсе не ожидали увидеть что-либо на этом месте. Нас так и «тянет» посмотреть, что это там мелькает на краю поля зрения.

**§ 3. Измерение восприятия цвета**

Теперь мы займемся зрением, осуществляемым с помощью колбочек, т. е. зрением при ярком освещении. Самое главное и самое характерное свойство такого зрения — это цвет. Мы уже знаем, что белый свет с помощью призмы можно разложить на целый спектр лучей с разными длинами волн, которые кажут­ся нам окрашенными в разные цвета; цвета именно *кажутся* — это определенные ощущения. Свет от любого источника можно проанализировать с помощью дифракционной решетки или призмы и найти его спектральное распределение, т. е. «количест­во» света той или иной длины волны. Один луч света может со­держать большое количество синего, немного красного и совсем мало желтого, другой содержит цвета в иной пропорции и т. д. Для физики такой характеристики будет вполне достаточно, но здесь нам надо ответить на вопрос: какого *цвета* будет луч, каким он нам покажется? Очевидно, что окраска как-то свя­зана со спектральным распределением света, но наша задача состоит в том, чтобы найти, от какой именно характеристики спектрального распределения зависит восприятие того или иного цвета. Например, как получить зеленый цвет? Нам хоро­шо известно, что можно просто выбрать соответствующий учас­ток спектра. А нет ли *другого* способа получить зеленый, оран­жевый и вообще любой цвет?

Может ли быть несколько спектральных распределений, вызывающих один и тот же зрительный эффект? Ответ совер­шенно определенный —*да, может.* Число различных зрительных восприятий довольно ограниченно; как мы вскоре увидим, это число охватывает всего лишь трехмерное множество вос­приятий, а число кривых — спектральных распределений для разных источников — бесконечно. Возникает вопрос, который мы и обсудим в первую очередь: при каких условиях различные распределения выглядят как один и тот же цвет?

Самый действенный психофизический способ оценки цве­товой чувствительности состоит в использовании глаза как *нулевого прибора.* При этом не нужно исследовать, как склады­вается ощущение зеленого цвета, или измерять факторы, ко­торые вызывают ощущение зеленого цвета, это было бы слиш­ком сложно. Вместо этого мы изучим условия, при которых два раздражения (два воздействия) становятся *неразличимыми.* При этом нам нет необходимости знать, могут ли два человека получить в разных условиях одинаковое зрительное ощущение, а нужно лишь установить, что два раздражения, вызывающие одинаковые ощущения у одного человека, приводят к одинако­вым ощущениям и у другого. Совершенно излишне сравнивать зрительные ощущения двух разных людей, смотрящих на один и тот же, скажем, зеленый предмет. Об этом мы ничего не знаем.

Для иллюстрации возможностей этого метода возьмем набор из четырех проекционных фонарей, снабженных фильтрами. Их яркость может непрерывно меняться в широких пределах: первый фонарь имеет красный фильтр и отбрасывает на экран красное пятно, второй — зеленый фильтр и дает зеленое пятно, третий — синий фильтр, и, наконец, четвертый образует на экране белый круг с черным пятном посредине. Включим красный и зеленый фонари так, чтобы пятна света на экране частично перекрывались, тогда область перекрывшихся пятен вызовет у нас ощущение нового цвета, не красновато-зеленого, а желтого. Изменяя пропорцию красного и зеленого, можно пройти через всевозможные оттенки оранжевого и т. д. Уста­новив на экране определенный желтый цвет, можно получить точно такой же цвет, смешивая другие компоненты, например используя желтый фильтр и смешав затем желтый свет с лучом белого цвета. Другими словами, одни и те же цвета можно соз­давать несколькими способами, смешивая свет от разных филь­тров.

Открытое нами явление аналитически можно записать сле­дующим образом. Обозначим данный желтый цвет символом У; он представляет собой сумму некоторых количеств света от красного фильтра *(R)* и от зеленого (G). С помощью двух чисел, скажем rи *g,* определяющих яркости *(R)* и *(G),* формула для желтого цвета записывается в виде

C:\1\pic\gray.jpg(35.1)

Вопрос теперь заключается в том, можно ли *каждый* цвет полу­чить сложением двух или трех различных фиксированных цве­тов. Попробуем ответить на этот вопрос. Конечно, нельзя полу­чить любой цвет, смешивая только зеленый и красный, потому что синий цвет в такой комбинации никогда не получится. Од­нако если добавить к ним синий, то в месте пересечения всех трех цветовых пятен можно добиться появления чистого белого цвета. Смешивая три разных цвета в разных пропорциях, в области пересечения можно получить цвета в очень широком диапазоне, поэтому не исключено, что смешение трех таких цветов может в принципе дать *любой* цвет. Мы потом рассмот­рим, в какой мере это утверждение правильно; по существу оно верно, а вскоре мы сформулируем его более точно.

Совместим цветовые пятна от всех трех фонарей в одном ме­сте и попытаемся подобрать такой же цвет, какой появляется во внешнем кольце от четвертого фонаря, опоясывающем пятно смешанного цвета. Свет от четвертого фонаря, который мы сна­чала считали «белым», теперь кажется бледно-желтым. Попы­таемся подобрать этот цвет, смешивая красный, зеленый и си­ний; оказывается, методом проб и ошибок можно создать «кре­мовый» цвет, оттенок которого очень близок к нужному нам цвету. Поэтому легко поверить, что и любой цвет можно по­добрать сочетанием красного, зеленого и синего цвета. Мы попробуем позже получить желтый цвет, но сначала хотелось бы создать один цвет, который получить очень трудно. Когда читают лекции о цвете, обычно демонстрируют «яркие» цвета и никогда не показывают *коричневого;* пожалуй, даже невозмож­но вспомнить, чтобы кто-либо видел коричневый свет. И дейст­вительно, этот свет никогда не используют, скажем, в сцени­ческих эффектах, и прожекторов с коричневым светом никто не видел; все как будто указывает на то, что получить коричне­вый свет невозможно. По этому поводу стоит, однако, заме­тить, что мы просто не привыкли видеть коричневый свет сам по себе, без всякого фона. Практически его можно создать, смешивая в некоторой пропорции красный и желтый. Чтобы убедиться, что на экране действительно получился коричневый цвет, достаточно увеличить яркость окружающего фона, на ко­тором расположено цветовое пятно, и вы увидите пятно того са­мого цвета, который мы называем коричневым! Коричневый цвет всегда выглядит темным на фоне более светлого окружения. Легко получить коричневый цвет самых разных оттенков. На­пример, если уменьшить долю желтого света, возникнет красно­вато-коричневый цвет с шоколадным оттенком, а если добавить зеленый, получится ужасный цвет военного обмундирования, принятый в армии. Но сам по себе свет, создающий этот цвет, не так уж страшен — он просто желтовато-зеленый цвет, кото­рый рассматривается на светлом фоне.

Поставим теперь желтый фильтр на четвертый фонарь и попробуем путем смешивания подобрать такой же желтый цвет. (Яркость четвертого фонаря должна находиться в пределах яркости первых трех, иначе мы не сумеем создать смешанный цвет точно такой же яркости.) Оказывается, мы *можем* получить желтый цвет; достаточно только смешать зеленый и крас­ный, а для оттенка добавить немного синего. После этого уже нетрудно поверить, что при соответствующих условиях можно в точности подобрать любой заданный цвет.

Давайте обсудим теперь законы смешивания цветов. Преж­де всего, как мы уже говорили, один и тот же цвет может быть создан различными спектральными распределениями; далее, мы заметили, что «каждый» цвет может быть получен смешива­нием трех основных цветов: красного, синего и зеленого. Наи­более интересное свойство смеси цветов состоит в следующем: пусть задан свет определенного состава, назовем его *X,* который на глаз неотличим от другого света *Y* (они могут иметь разные спектральные распределения, но зрительно *кажутся* одинако­выми); назовем эти цвета «одинаковыми» в том смысле, что глаз видит их как одинаковые, и запишем

*X = Y.* (35.2)

Прибавим *к каждому цвету* новый, скажем *Z* (запись *X* + *Z* означает, что два световых пучка падают на одно и то же место экрана), и точно такой же пучок света добавим к *Y.* Тогда один из основных законов цвета выражается так: если два спектральных распределения неразличимы на глаз по цвету, то после добавления к ним одинакового количества нового цвета *смеси будут по-прежнему неразличимы:*

*X+Z = Y + Z.* (35.3)

Мы только что смогли подобрать два одинаковых желтых цве­та; если оба цвета осветить розовым светом, то они останутся одинаковыми. Итак, добавив любой цвет к одинаковым цветам, получим одинаковый цвет. Обобщая все цветовые явления этого рода, можно сказать и по-другому: если цвета двух рас­положенных рядом друг с другом лучей света в одних условиях выглядят одинаковыми, то при любых смешениях они останутся одинаковыми и один луч может быть заменен другим при лю­бом смешении цветов. Важным и интересным оказывается также то обстоятельство, что совпадение цветов не зависит от свойств зрения в момент наблюдения; известно, что если долго смотреть на яркую красную поверхность или яркий красный свет, а затем взглянуть на белый лист бумаги, то он покажется зеленоватым и другие цвета также будут восприниматься с искажениями (из-за того, что мы долго перед этим смотрели на ярко-красный цвет). Пусть мы добились совпадения двух желтых цветов, а затем долго смотрели на яркий красный цвет; повернувшись снова к желтым пятнам, мы обнаружим, что они уже не кажутся нам больше желтыми (какими именно они будут казаться — я не знаю, но только не желтыми). Однако в любом случае *оба цвета по-прежнему будут казаться одинаковыми,* т. е. способность глаза приравнивать два цвета сохраняется, несмотря на адаптацию глаза в условиях разной интенсивности. Очевидным исключением является только слу­чай очень малой интенсивности, когда функция зрения пере­ходит от колбочек к палочкам; здесь уже нельзя говорить о сравнении цветов, так как система зрения совсем другая.

Второй закон смешения цветов состоит в следующем: *лю­бой цвет может быть получен смешением трех разных цветов* (в нашем случае зеленого, красного и синего). Мы уже проде­монстрировали на двух примерах, что смешение трех цветов может дать самые разные цвета. Описанные выше законы, кроме того, очень интересны с математической точки зрения. Для тех, кого интересует математическая сторона проблемы, мы расскажем о ней более подробно. Возьмем три наших цвета — зеленый, красный и синий, обозначим их буквами *А, В* и *С* и назовем их *основными.* Тогда любой цвет может быть получен смешением определенных количеств каждого из данных трех цветов: например, цвет *X* создается смесью количества *а* цвета *А,* количества *b* цвета *В* и количества *с* цвета *С:*

*Х = аА + bB + сС.* (35.4)

Составим теперь из тех же трех цветов новый цвет Y:

*Y = a'A + b'B + c'C.* (35.5)

Тогда смесь цветов *X* и *Y* определяется суммами их компонент в основных цветах (как следствие двух главных законов цвета, приведенных выше):

*Z=X* + У=(а + *а) А* + *(b + b') В +* (с + с') *С.* (35.6)

Это правило очень напоминает суммирование векторов, причем (а, *Ь, с)* играют роль компонент одного вектора, а *(а'*, *Ь', с') —* компонент второго, и новый свет *Z* определяется «суммой» векторов. Такое соответствие постоянно привлекало к себе внимание физиков и математиков. В частности, Шредингер написал замечательную работу о цветовом зрении, в которой он развил теорию «векторного анализа» в применении к смеси цветов.

Возникает вопрос: как нужно выбрать основные цвета? В самом деле, никакого единственно правильного выбора нет. С практической точки зрения иногда оказывается более полез­ным выбирать определенные три цвета, потому что они дают в смеси большее число оттенков, но мы не будем сейчас на этом останавливаться.

*Любые три* по-разному окрашенных [пучка света](#прим1) могут образовать *какой угодно другой цвет,* если их смешать в нужной пропорции.

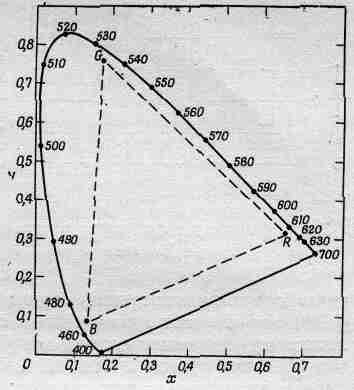
Возможно ли показать на опыте действие этого удивительного, фантастического правила? Возьмем вместо красного, зеленого и синего света фонари с красным, синим, желтым фильтром и посмотрим, образует ли смесь этих цветов, скажем, зеленый цвет.

Смешивая эти три новых цвета в разных пропорциях, мы по­лучаем целый спектр разных цветов. Но после целого ряда проб и ошибок мы убеждаемся, что ничего похожего на зеленый цвет получить не удается. А *можем* ли мы вообще образовать зеле­ный цвет? Да, можем. Но каким образом? Проектируя красный свет на зеленое пятно, мы можем затем подобрать точно такой же цвет путем смешения желтого и синего! Таким путем мы составляем две комбинации одного цвета, правда немного сжульничав, так как поместили красный в другую комбинацию. Но поскольку мы уже умеем разбираться в математических ухищрениях, то прекрасно понимаем, что вместо доказатель­ства возможности составления цвета *X* из трех других цветов, например желтого, красного и голубого, мы установили, что красный плюс цвет *X* могут быть сделаны из желтого и голу­бого. Перенесем теперь красный цвет в другую часть равенст­ва и будем интерпретировать его как *отрицательную величину.* Следовательно, в уравнениях типа (35.4) возможны как по­ложительные, так и отрицательные значения коэффициентов, причем отрицательным величинам придается такой смысл, что их следует перенести в другую *часть равенства со знаком плюс,* тогда каждый цвет может быть действительно составлен из любых трех, и говорить о каком-то «правильном» выборе основных цветов бессмысленно.

Возникает вопрос, всегда ли при составлении смеси любого цвета входят три основных цвета с положительными коэффи­циентами? Нет, не всегда. Для каждой тройки основных цве­тов имеются цвета, для которых в смеси появляется отрица­тельный коэффициент, и поэтому однозначного способа выбора основной тройки не существует. В популярных книжках крас­ный, зеленый и синий обычно называют основными цветами, но это объясняется только тем, что с их помощью можно соз­дать *более широкий* набор цветов при положительных значениях коэффициентов в комбинации основных.

**§ 4. Диаграмма цветности**

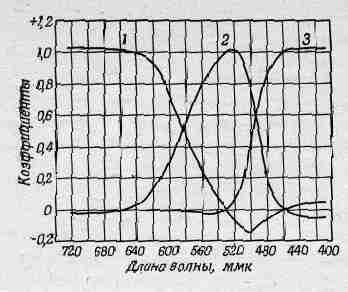
Рассмотрим теперь смешивание цветов с математической точки зрения как некое геометрическое построение. Цвет, опи­сываемый уравнением (35.4), можно представить вектором в трехмерном пространстве, где по трем осям отложены величины *a, b* и с, т. е. данному цвету соответствует точка в пространстве. Точка, соответствующая другому цвету, у которого компоненты равны а', b*'* и с', расположена в другом месте.

*Фиг. 35.4. Стандартная диаграмма цветности.*

Как мы уже знаем, сумма двух цветов есть новый цвет, который получается век­торным суммированием первых двух. Диаграмму можно упрос­тить и изобразить все на плоскости, если воспользоваться следующим наблюдением: возьмем свет определенной окраски и просто удвоим коэффициенты а, bи с, т. е. все компоненты уве­личим, а соотношение между ними оставим неизменным; тогда получится свет той же самой окраски, но более яркий. Поэ­тому можно привести любой свет к *одной и той же интенсив­ности* и затем спроектировать все построение в трехмерном пространстве на плоскость, как это сделано на фиг. 35.4.

Отсюда следует, что любой цвет, полученный смешением двух заданных цветов, изображается точкой, лежащей на ли­нии, которая соединяет оба выбранных цвета. Например, смесь, составленная из равных частей обоих цветов, лежит на середине соединяющего их отрезка; смесь из 1/4 одного цвета и 3/4 другого лежит на расстоянии 1*/*4длины отрезка и т. д.

Если в качестве основных цветов выбрать красный, зеленый и синий, то все цвета, получаемые из них с положительными ко­эффициентами, лежат внутри треугольника, изображенного на рисунке пунктиром. По существу, треугольник содержит почти все цвета, которые мы видим, поскольку вообще все цвета, доступные нашему зрению, заключены внутри кривой доволь­но странной формы, немного выступающей за треугольник. Откуда взялась эта кривая? Кто-то когда-то весьма тщательно составил смеси всех видимых цветов из трех выбранных. Но мы не будем проверять *все* цвета; достаточно исследовать лишь чистые спектральные тона, линии спектра.



*Фиг. 35.5. Цветовые коэффици­енты чистых спектральных тонов для некоторого выбора основных цветов. 1 — красный; 2 — зеленый; 3 — синий.*

Любой цвет можно рассматривать как сумму чистых спектральных тонов с различ­ными, но положительными коэффициентами (чистых с физи­ческой точки зрения). Любой цвет состоит из некоторых ко­личеств красного, желтого, синего и т. д. по всем цветам спект­ра. Зная, как составлены спектральные тона из трех основных цветов, можно вычислить необходимую пропорцию основных цветов и для какого угодно цвета. Поэтому, определив *цве­товые коэффициенты* всех спектральных тонов по отношению к трем основным цветам, легко составить полную таблицу сме­шения цветов.

В качестве примера на фиг. 35.5 приведены опытные данные по смешению трех цветов. Кривые показывают количество каждого из трех основных цветов (красного, зеленого, синего), образующих при смешении любой из цветов спектра. Красный цвет расположен на левом конце спектра, следом идет желтый цвет и т. д. до синего цвета, расположенного на правом краю. Заметьте, что в некоторых случаях необходимо брать отрица­тельные коэффициенты. Именно из таких данных и были опре­делены положения точек для всех цветов на диаграмме, причем координаты *х* и *у* связаны с относительными количествами основных цветов, использованных для получения различ­ных цветов. Отсюда же была найдена и граничная кривая диаграммы. Она представляет собой геометрическое место всех чистых спектральных тонов. Но каждый цвет может быть по­лучен смешением спектральных тонов, поэтому любой цвет на линии, соединяющей две произвольные точки кривой, сущест­вует в природе. На диаграмме прямая соединяет крайний фио­летовый и далекий красный концы спектра. На ней располо­жены пурпурные цвета. Внутри кривой находятся те цвета, которые могут быть получены с помощью света, а цвета вне кривой вообще не могут быть созданы светом, и никто их ни­когда не видел (разве только во сне!).

**§ 5. Механизм цветового зрения**

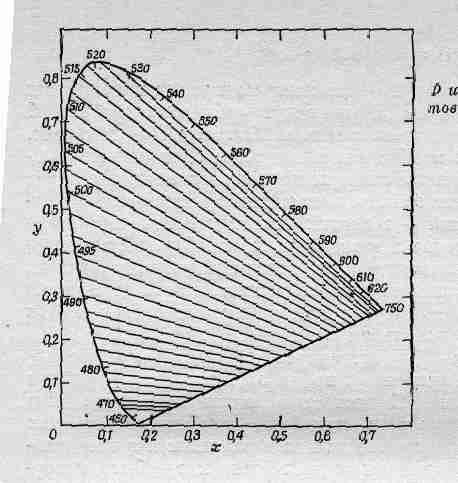
Первый вопрос, который возникает по поводу изложенных закономерностей: *почему* цвета ведут себя таким образом?

Простейшая теория, предложенная Юнгом и Гельмгольцем, предполагала, что глаз обладает тремя сортами пигментов, вос­приимчивых к свету, и что спектры поглощения этих пигментов разные, скажем, один сильно поглощает красный свет, дру­гой — синий, а третий — зеленый. Поэтому когда свет попа­дает в глаз, поглощение в каждой из трех областей происхо­дит по-разному, а, исследуя разную поступающую информацию, наш мозг, или глаз, или еще что-то решает, какой цвет попал в глаз. Легко показать, что из предположения о трех сортах пигментов вытекают все правила смешения цветов.

Дальше, казалось бы, оставалось определить кривые по­глощения всех трех пигментов, но по этому поводу возникли серьезные разногласия. К несчастью, оказалось, что можно найти только всевозможные линейные комбинации кривых поглощения, а не сами кривые для каждого пигмента в отдель­ности, потому что координаты на диаграмме могут быть повер­нуты любым образом. Пробовали использовать самые разные пути для получения кривых, характеризующих отдельные физические свойства глаза. Одна из таких кривых, называемая *кривой яркости,* представлена на фиг. 35.3.

На рисунке показаны две кривые: одна для глаза, адаптиро­ванного к темноте, а другая для зрения на свету (последняя характеризует зрение с помощью колбочек). Кривая указывает наименьшую яркость света данной окраски, которую еще спо­собен воспринять глаз, т. е. характеризует чувствительность глаза в разных областях спектра.

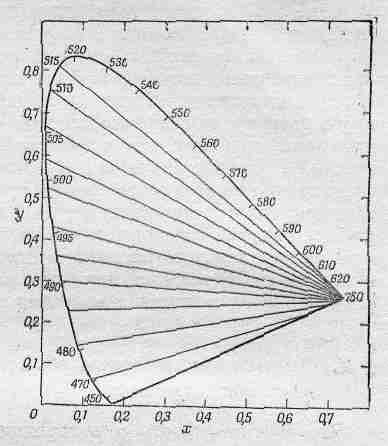
Существует другой, очень интересный способ измерения этой же величины. Возьмем два цвета и будем попеременно показы­вать их на экране. Тогда, если частота их появления достаточ­но мала, мы увидим на экране мелькание. С увеличением час­тоты мелькание в конце концов исчезнет. Это произойдет при некоторой частоте, зависящей от яркости света и равной, ска­жем, 16 повторениям в секунду. Теперь можно так подобрать яркости, или интенсивности, двух цветов относительно друг друга, чтобы мелькание цвета при 16 циклах исчезало. При уста­новленной яркости мелькание цветов возникает, только если перейти к меньшей частоте. Следовательно, при большой час­тоте мы получаем так называемое мелькание яркости, а при меньших частотах — мелькание цвета. Таким способом удает­ся подобрать два цвета с «одинаковой яркостью». Получающие­ся отсюда результаты почти, но не совсем аналогичны данным по пороговой чувствительности глаза к слабым потокам света, наблюдаемым с помощью колбочек. Большинство специалистов

*Фиг. 35.6. Смешение цве­тов у дейтеранопов.*

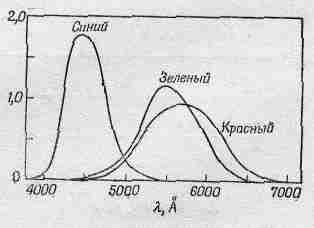
при определении кривой яркости пользуются данными опыта с мельканием цвета.

Итак, если глаз содержит три рода цветочувствительного пигмента, то задача заключается в определении формы спектра поглощения для каждого из них. Как это сделать? Известно, что встречаются люди, не различающие цветов; среди мужчин их насчитывается 8%, а среди женщин — 0,5%. Большинство людей, имеющих какие-либо отклонения в цветовом зрении или вообще им не обладающих, чувствительны к изменению цвета в разной степени, но для всех них характерно восприятие трех основных цветов. Есть, однако, и такие люди (их называют *дихроматами),* для которых любой цвет составлен из *двух* основных цветов. Естественно предположить, что у них отсут­ствует один из трех пигментов. Если бы существовало три типа дихроматов, для которых правила смешения были бы различ­ны, то у одних должна была бы отсутствовать *красная* пигмен­тация, у других — *зеленая,* а у третьих — *синяя.* По измере­нию восприятия цвета у этих трех типов людей можно определить три искомые кривые поглощения! И *действительно, об­наружено* три типа дихроматов: два из них встречаются довольно часто, а третий — крайне редко; измерения дали возможность установить спектры поглощения пигмента.

На фиг. 35.6 показан механизм смешения цветов у одного типа людей, страдающих неправильным цветовым восприяти­ем,— так называемых дейтеранопов. У них определенному цвету отвечает на диаграмме линия, а не точка, т. е. все цвета на линии кажутся им одинаковыми.

*Фиг.**35.7. Дефект цвето­вого зрения, свойственный протанопам,*

Если правильно предположе­ние об отсутствии у такого типа людей одной из трех составных частей цветовой информации, то все линии постоянного цве­та должны пересечься в одной точке. Тщательное измерение на графике показывает, что линии действительно пересекаются в одной точке. Но эти линии были, очевидно, вычислены мате­матиками и вовсе не являются истинными опытными данными! В самом деле, если взять последние опытные данные, то ока­жется, что точка пересечения на фиг. 35.6 находится не там, где она должна быть. Указанное на рисунке положение линий приводит к физически неправильному спектру поглощения: в ряде областей возникает и положительное, и отрицательное поглощение. Но из последних данных Юстовой получается, что кривые поглощения всюду положительны.



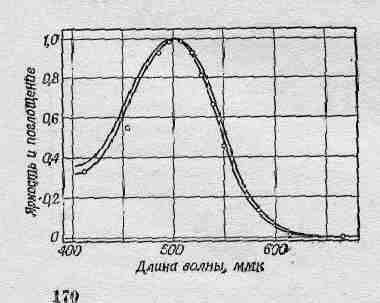
*Фиг. 35.8. Кривые спектральной чувствительности для рецепторов,*

*воспринимающих три основных цвета.*

Фиг. 35.7 иллюстрирует другой дефект цветового зрения, свойственный протанопам; линии на рисунке сходятся к точке вблизи красного конца граничной кривой. Примерно такое же положение точки пересечения получается и из данных Юстовой. Измерения восприятия цвета у людей, страдающих тремя разными дефектами цветового зрения, окончательно установили кривые поглощения для трех пигментов, они приведены на фиг. 35.8. Окончательно ли? Может быть. Остается выяснить еще следующие вопросы: справедлива ли на самом деле теория трех пигментов, проистекают ли дефекты восприятия цвета из-за недостатка пигмента, и, кроме того, непонятно, насколько правильны данные по смешению цвета в случае дефектов зре­ния. Ряд исследователей получили разные результаты. И воп­росы эти пока находятся в стадии изучения.

**§ 6, Физико-химические свойства цветового зрения**

Что можно сказать о сравнении полученных кривых со свойствами настоящего глазного пигмента? Пигменты, извлекае­мые из сетчатки, главным образом состоят из одного вида, на­зываемого *зрительным пурпуром.* Его самые примечательные свойства заключаются в том, что он присутствует в глазах почти всех позвоночных животных и его кривая поглощения почти точно совпадает с кривой чувствительности глаза.

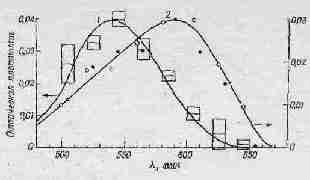
На фиг. 35.9 в одном масштабе изображены кривая погло­щения зрительного пурпура и кривая чувствительности глаза, адаптированного к темноте. Очевидно, именно с помощью пур­пура мы получаем возможность видеть в темноте. Зрительный пурпур представляет собой пигмент палочек и никакого от­ношения к цветовому зрению не имеет. Этот факт был установ­лен в 1877 г. Но и сейчас мы должны сказать, что цветовые пиг­менты колбочек ни разу не были выделены в пробирках. В 1958 г. еще можно было утверждать, что их никто никогда не видел.

*Фиг. 35.9. Кривая чувствитель­ности глаза при сумеречном зре­нии и кривая поглощения зри­тельного пурпура.*

Но с тех пор два из них были обнаружены Раштоном, который применил очень простой и красивый метод.

Трудность, по-видимому, заключается в том, что глаз гораз­до менее чувствителен к яркому свету, чем к свету малой интен­сивности и, следовательно, для зрения требуется много пурпу­ра, но относительно мало пигмента, восприимчивого к цвету. Замысел Раштона состоял в том, чтобы *пигмент оставить в глазе* и там как-то определить его свойства. Конкретно он сде­лал следующее. Есть такой прибор — офтальмоскоп, который позволяет послать луч света в глаз через хрусталик и сфокуси­ровать отраженный глазом свет. С помощью этого прибора можно измерить количество отраженного света. В результате получают коэффициент отражения для света, *дважды* прошед­шего через пигмент (свет отражается задними слоями глазного яблока и снова проходит через пигмент колбочек). В природе не часто бывает так здорово устроено. Колбочки устроены так хитро, что попадающий в них свет многократно отражается и постепенно доходит до маленьких чувствительных точек в вер­шинах колбочек. Попав прямо в чувствительную точку, свет отражается и выходит обратно, проделав значительный учас­ток пути в светочувствительном пигменте. Кроме того, если направить луч в желтое пятно, где нет палочек, можно избежать побочного действия зрительного пурпура. Цвет сетчатки наб­людали уже давно, он имеет оранжево-розоватый оттенок; но сюда примешивается также цвет кровеносных сосудов и цвет задней стенки глаза и т. д. Как узнать, когда в офтальмоскопе виден сам пигмент? *Ответ:* сначала нужно найти человека с дефектом цветового зрения, у которого пигментов меньше и, следовательно, на котором легче провести анализ. Во-вторых, многие пигменты, в частности зрительный пурпур, обесцвечи­ваются на свету и теряют свою интенсивность; при освещении их концентрация меняется. Поэтому при измерении спектра поглощения глаза Раштон освещал весь глаз *другим* пуч­ком, меняющим концентрацию пигмента, и измерял *изменение* спектра, на котором уже не сказывается отражение от сосудов, задней стенки глаза и т. д. Таким путем Раштону удалось по­лучить кривую поглощения для чистого пигмента в глазе протанопа, показанную на фиг. 35.10.

Вторая кривая на фиг. 35.10 получена при исследовании нормального глаза следующим методом: после предварительного изучения нормального глаза и определения, к каким лучам чувствителен данный пигмент, другой пигмент обесцвечивался красным светом, к которому первый пигмент нечувствителен. Красный свет не воздействует на глаз протанопа, а нормальный глаз к этому свету чувствителен: таким способом можно полу­чить кривую для отсутствующего пигмента. Форма одной кри­вой прекрасно согласуется с кривой Юстовой для зеленого пигмента, но другая кривая, красная, несколько смещена.

*Фиг. 85.10. Спектр поглощения цветового пигмента протанопа (квадратики) и нормального глаза (точки). В опыте луч проходил* сквозь *слой пигмента дважды.*

Можно думать поэтому, что мы находимся на правильном пути. А может быть, и нет. Последние данные, полученные при ис­следовании дейтеранопов, не указывают на отсутствие какого-то определенного пигмента.

Явление цвета не относится к физике света как таковой. Цвет есть *ощущение,* а ощущение разных цветов в различных условиях различно. Если, например, взять розовый свет, по­лученный при сложении пучков белого и красного света (из красного и белого может, очевидно, получиться только розо­вый цвет), то в сравнении с ним белый свет может показаться голубым. Предмет, поставленный на пути лучей, отбрасывает две тени — одна из них освещается только белым, а другая — только красным светом. Для большинства людей «белая» тень кажется голубой, но, если увеличивать область тени, пока она не закроет весь экран, мы неожиданно увидим белый, а не голу­бой цвет! Подобные эффекты можно получить и при смешивании красного, белого и желтого света. Эта смесь может дать только оранжево-желтый цвет с разными оттенками. Смешав эти цвета в равных количествах, мы получим только оранжевый цвет. Тем не менее, рассматривая тени, на которые накладываются лучи в разных комбинациях, можно увидеть набор очень кра­сивых цветов, отсутствующих в самом свете (поскольку в нем есть только оранжевые лучи), но возникающих в *наших ощуще­ниях.* Мы ясно *видим* разнообразные цвета, совсем непохожие на «физические» цвета, присутствующие в самих лучах света. Важно помнить, что сетчатка сама «осмысливает» свет; она, хотя и бессознательно, сравнивает то, что видит в одной облас­ти, с тем, что видит в другой. А что нам известно о том, как это происходит, будет рассказано в следующей главе.

***\* Разумеется, за исключением того случая, когда один из трех цветов получается смешением двух других.***

# Глава 36

## МЕХАНИЗМ ЗРЕНИЯ

**[§ 1. Ощущ](#a1)****[ение цвета](#a1)**

[**§ 2. Физиол****огия зрения**](#a2)

[**§ 3. Пал****очки**](#a3)

[**§ 4. Слож****ные глаза насекомых**](#a4)

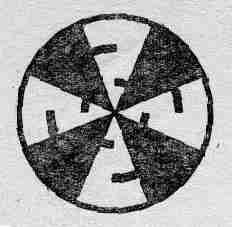
[**§ 5. Другие тип****ы глаз**](#a5)

**[§ 6. Нервные ме](#a6)****[ха­низмы зрения](#a6)**

**§ 1. Ощущение цвета**

Обсуждая механизм зрения, прежде всего необходимо понять, что мы обычно видим не беспорядочный набор цветных или световых пятен (разумеется, если не находимся на выс­тавке некоторых современных художников!). Когда мы смотрим на что-то, то видим *человека* или *вещь;* другими словами, мозг интерпрети­рует то, что мы видим, как человека или вещь. Как он это делает — никому неведомо, но делает он это, надо сказать, великолепно. Хотя мы на опыте учимся узнавать, как вы­глядит человек, однако есть некоторые более элементарные свойства зрения, которые тем не менее тоже включают сопоставление ин­формации от различных частей того, что мы видим. Чтобы понять, как происходит интер­претация изображения в целом, следует изу­чить первые стадии сопоставления информации от различных клеток сетчатки. В настоящей главе мы сконцентрируем наше внимание главным образом именно на этих сторонах зрения, хотя попутно упомянем и о некоторых других смежных вопросах.

Примером такого сопоставления информа­ции (хотя и на элементарном уровне), посту­пающей одновременно от нескольких частей глаза и происходящей помимо нашей воли, контроля и сознания, может служить голу­бая тень от белого света, когда одновре­менно экран освещается еще и красным светом. При этом по меньшей мере предполагается, что нам известно, что основа экрана красная, и хотя в глаз попадают только «белые» лучи, однако где-то эти кусочки информации скла­дываются вместе и мы видим голубую тень.

*Фиг. 36.1. При вращении этого диска одно из колец кажется цвет­ным; при изменении направления вращения окрашенным кажется второе кольцо.*

Чем полнее и привычнее картина, тем большую поправку де­лает глаз. Действительно, Ланд показал следующее: если мы возьмем два диапозитива, поместим перед ними два фильтра, по­глощающие красный и белый свет в различных отношениях, мы будем смешивать разные интенсивности кажущегося голубого и красного света и сможем получить довольно правдивое изо­бражение реальной сцены с натуральными предметами. Кроме красного и белого, мы в этом случае получим множество про­межуточных цветов. Аналогичные результаты можно получить, смешивая красный и зелено-голубой цвета; оказывается, что мы получаем почти полный набор цветов. Впрочем, если внима­тельно приглядеться к ним, то мы увидим, что они не столь уж хороши. Но даже и при этих условиях просто удивительно, как много можно получить только из красного и белого цвета. Чем больше изображение напоминает реальную картину, тем больше мы способны компенсировать то обстоятельство что цвет-то фактически только розовый!

Другим примером может служить появление «цвета» на черно-белом вращающемся диске, изображенном на фиг. 36.1. При вращении диска смена черного и белого цвета для каждого радиуса в точности одинакова; это составляет фон, на котором видны два «кольца». Первое кольцо кажется окрашенным в один цвет, а второе — [в другой](#прим1). До сих пор никто не понимает причины появления здесь окраски, однако ясно, что наиболее правдоподобное объяснение состоит в том, что на каком-то эле­ментарном уровне, по-видимому, в самом глазе происходит сложение информации.

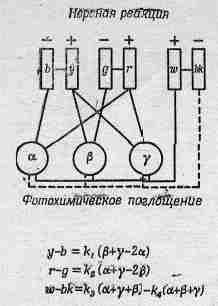
Почти все современные теории цветового зрения сходятся на том, что опыты по смешиванию цветов указывают на сущест­вование в глазе только трех сортов пигментов и что ощущение цвета создают именно спектры поглощения этих трех пигмен­тов. Однако полная чувствительность, связанная с характерис­тиками поглощения этих пигментов, функционирующих од­новременно, не обязательно равна сумме их чувствительностей.

Каждый знает, что желтый цвет *не кажется* нам красновато-зеленым, и многих, вероятно, несказанно удивит тот факт, что каждый видимый ими цвет есть по сути дела смесь разных цве­тов, ибо им кажется, что чувство цвета вызывается каким-то другим механизмом, а не просто смешиванием, наподобие со­четания звуков в аккорды в музыке, когда одновременно звучат, скажем, три ноты. Ведь в аккорде, если внимательно прислушаться, можно различить отдельные ноты, а в желтом цвете, сколько бы мы ни приглядывались, увидеть красный и зеленый цвет отдельно невозможно.

Уже первые теории зрения утверждали, что имеются три сорта пигментов и соответственно три сорта колбочек, каждая из которых содержит один пигмент; что от каждой колбочки в мозг идут нервы, так что в мозг переносятся три сорта инфор­мации и там что-то происходит. Конечно, это очень несовершен­ная теория, ибо она не позволяет обнаружить, что за информа­ция переносится по зрительным нервам в мозг; она даже не приступала к решению этой проблемы. Мы должны задать более фундаментальный вопрос: не все ли равно, *где* проис­ходит сложение информации? Насколько необходимо, чтобы эта информация передавалась по зрительным нервам прямо в мозг, и не может ли какой-то первоначальный анализ выполняться самой сетчаткой? Мы знаем, что сетчатка невероятно сложна и обладает множеством внутренних связей (см. фиг. 35.2); какой-то анализ она способна выполнить.

Дело в том, что ученые, занимающиеся анатомией и разви­тием глаза, показали, что сетчатка, в сущности, не что иное, как часть самого мозга; при развитии зародыша часть мозга выносится вперед, из нее назад вырастают длинные волокна, которые связывают ее с остальным мозгом. По своей органи­зации сетчатка весьма похожа на мозг. По этому поводу кто-то прекрасно сказал, что это «мозг выдумал, как ему взглянуть на мир». Глаза — это кусочек мозга, которым он, так сказать, «касается света», внешнего мира. Таким образом, нет ничего необычного в том, что какой-то анализ цвета происходит уже в самой сетчатке.

Это предоставляет нам весьма интересную возможность. Ведь никакой другой орган чувств не делает столько, если так можно выразиться, предварительных вычислений, как глаз, прежде чем сигнал попадет в нерв, где его можно измерить. Вычисления для всех остальных органов чувств обычно про­изводит сам мозг, а из-за огромного количества внутренних связей в мозге добраться до этого специфического места и произвести какие-то измерения очень трудно. В глазе вычис­ления производятся в трех слоях клеток, затем результат вычисления передается по зрительному нерву в мозг. Так что здесь мы, по-видимому, впервые получаем возможность физиологически наблюдать, как рабо­тает первый слой мозга, быть может, на начальной стадии. Это вдвойне инте­ресно не только для понимания зрения, но и для всех проблем физиологии.

*Фиг.**36.2****.*** *Нервные связи, со­гласно теории цветового зрения. b — голубой; y*—*желтый; g — зеленый; r —красный;* w — *белый; bk — черный.*

Тот факт, что существуют три сорта пигментов, вовсе не означает, что должно быть также три сорта ощущений. Существует теория цве­тового зрения, основанная на совершенно противоположной цветовой схеме (фиг. 36.2). Согласно этой схеме, какое-то из нервных волокон несет много импульсов, если мы видим желтый цвет, и меньше, чем обычно, если мы видим голубой. Другое нервное волокно точно таким же образом переносит информацию о зеленом и красном цвете, а третье — о белом и черном. Другими словами, в этой теории уже начинают делаться догадки о системе связи и методе анализа.

Вопросы, которые мы пытаемся решить с помощью догадок об этом первоначальном анализе, следующие: проблема кажу­щихся цветов на розовом фоне; что происходит, когда глаз привыкает к различным цветам; и вопрос о так называемых пси­хологических явлениях. Под этим термином мы понимаем, например, что белый цвет не «ощущается» нами как смесь крас­ного, желтого и синего, и такая теория возникла потому, что, как утверждают психологи, существуют *четыре* кажущихся чистых цвета: «Существуют четыре мощных возбудителя, вы­зывающие соответственно простые голубой, желтый, зеленый и красный оттенки. В отличие от таких красок, как сиена, пурпур, фуксин или другие различимые цвета, эти простые оттенки являются несмешанными в том смысле, что ни один из них не принимает участия в образовании других, в частности голу­бой цвет нельзя назвать желтоватым, красноватым, зеле­новатым и т. д.; психологически они представляют первичные оттенки».

В этом состоит так называемый психологический факт. Чтобы выяснить, откуда взялся этот факт, нужно очень старательно просмотреть всю литературу. Все, что мы находим в современ­ной литературе по этому вопросу, повторяет те же утвержде­ния или утверждения одного из немецких психологов, автори­тетом которого является Леонардо да Винчи, хорошо всем из­вестный великий художник. Этот психолог говорит: «Леонардо считал, что существует пять цветов». Дальнейшие поиски при­водят к еще более древним книгам. В этих книгах говорится примерно следующее: «Фиолетовый цвет — это красновато-голубой, оранжевый — это красновато-желтый, но можно ли красный рассматривать как фиолетово-оранжевый? Не будут ли красный и желтый более основными цветами, чем фиолето­вый и оранжевый? На вопрос, какие цвета они считают ос­новными, большинство людей назовут красный, желтый и синий, а некоторые добавят к этим трем еще и четвертый — зеленый. Психологи привыкли принимать эти четыре цвета за основные».

Итак, с точки зрения психологов, раз все говорят, что есть три цвета, а кое-кто утверждает, что четыре, и хотят, чтобы было четыре, ну пусть будет четыре. Это иллюстрирует трудности, сопровождающие психологические исследования. Ясно, что мы таким чувством обладаем, но узнать о нем нем­ного больше очень трудно.

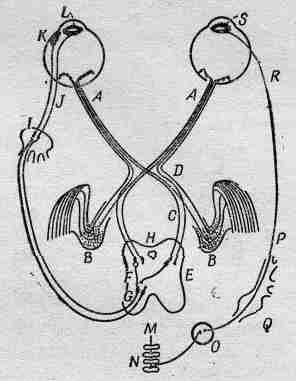
Можно идти по другому пути — физиологическому — и экспериментально выяснить, что на самом деле происходит в мозге, в глазе, в сетчатке или другом каком-то месте, и, может быть, удастся обнаружить, что некоторые комбинации импуль­сов от различных клеток передаются по определенным нервным волокнам. К сожалению, первичные пигменты не сосредоточе­ны каждый в отдельной клетке: могут быть клетки, в которых содержится смесь различных пигментов, клетки с красным и зеленым пигментами или со всеми тремя сразу (информация об этих трех пигментах будет «белой» информацией) и т. д. Есть много способов связать всю эту систему, и мы должны выяснить, какой из них предпочла природа. В то же время хочется наде­яться, что, поняв физиологические связи, мы хоть немного продвинемся вперед в понимании некоторых психологических аспектов. Итак, вперед по этому пути!

**§ 2. Физиология зрения**

Мы начали говорить не только о цветовом зрении, но о зрении вообще только для того, чтобы напомнить о внутрен­них связях в сетчатке, показанных на фиг. 35.2. Сетчатка по­истине напоминает поверхность мозга. Хотя настоящая карти­на под микроскопом выглядит несколько более сложно, чем этот схематический рисунок, но тем не менее при тщательном анализе можно увидеть все эти внутренние связи. Дело не в том, что одна часть сетчатки связана с другими частями и что информация, переданная по длинным аксонам, образующим зрительный нерв, представляет собой комбинированную ин­формацию от многих клеток. Дело в том, что существуют три слоя клеток, функции которых следующие: во-первых, это фоторецепторы, на которые непосредственно действует свет, за­тем промежуточные клетки, которые принимают информацию от одного или нескольких фоторецепторов и снова отдают ее нескольким клеткам третьего слоя, а затем в мозг. Между клет­ками различных слоев существуют разнообразные перекрещи­вающиеся связи.

Вернемся к некоторым аспектам строения и функции глаза (см. фиг. 35.1). Свет фокусируется главным образом рого­вицей, благодаря тому, что поверхность ее искривлена и она «за­гибает» лучи света. Вот почему под водой мы видим не так хоро­шо, ибо показатели преломления роговицы (1,37) и воды (1,33) разнятся недостаточно сильно. Позади роговицы находится практически водная среда с показателем преломления 1,33, а дальше — хрусталик, строение которого очень интересно: он состоит из целого ряда слоев, как луковица, с той только разницей, что эти слои прозрачные и показатель преломления их меняется от 1,40 в середине до 1,38 по краям. (Не­плохо было бы изготовить линзу с необходимым показа­телем преломления в любом месте; тогда нам незачем было бы так искривлять ее, как это делается с линзой с постоян­ным показателем преломления.) Более того, форма роговицы вовсе не сферическая. Сферическая линза обладает известной сферической аберрацией. Наружная часть роговицы более «плоская», чем у сферы, причем как раз настолько, чтобы сфе­рическая аберрация ее оказалась меньше аберрации той сфе­рической линзы, которую мы поставили бы вместо нее! Посред­ством этой оптической системы роговица — хрусталик свет фоку­сируется на сетчатку. Если мы смотрим на близко расположен­ные или удаленные предметы, то хрусталик искривляется или выпрямляется, изменяя тем самым фокусное расстояние и настраиваясь на различную удаленность. Для регулирования общего количества света в глазе имеется радужная оболочка, или радужка, которая определяет «цвет» глаз — у кого карие, у кого голубые. При увеличении количества света оболочка сжимается и зрачок уменьшается, при уменьшении — оболочка расходится и зрачок увеличивается.

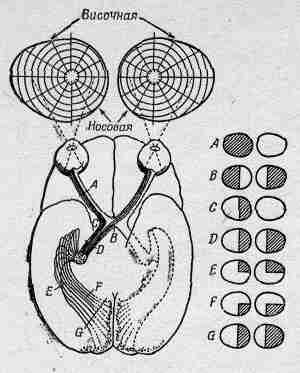
Рассмотрим теперь изображенный на фиг. 36.3 нервный ме­ханизм, регулирующий аккомодацию хрусталика, движение глаза (способность глаза поворачивать глазное яблоко в глаз­нице) и диаметр зрачка. Основная часть всей информации по­падает в зрительный нерв *А*, который разделяется на два пучка (о них мы еще будем говорить), и по ним идет в мозг. Однако имеется несколько волокон (именно они сейчас нам и интерес­ны), которые не идут прямо в зрительную кору, где мы «видим» изображение, а вместо этого отправляются в средний мозг *Н.* Это как раз те волокна, по которым передается информация о средней освещенности и приказы о необходимом диаметре зрачка или, если изображе­ние кажется расплывчатым, о кривизне хрусталика.

*Фиг.**36.3.**Нервные связи, управ­ляющие механическими движения­ми глаза.*

Если же изображение раздвоено, то по этим волокнам посы­лается приказ подрегулиро­вать глаза для бинокуляр­ного зрения. Во всяком случае, они проходят через центр мозга и возвращаются назад в глаз. Буквой *K* обозначены мышцы, которые управляют хру­сталиком при аккомодации, а буквой *L* — ресничные мышцы. Радужка имеет две мышечные системы: 1) мышца, суживаю­щая зрачок (циркулярная мышца) *L;* она работает очень бы­стро и связана непосредственно с мозгом коротким аксоном; 2) мышца, расширяющая зрачок (радиальная мышца), которая действует тогда, когда освещение предмета умень­шается и циркулярная мышца расслабляется. Как и во мно­гих других частях тела, здесь тоже пара мышц работает в противоположных направлениях; почти в каждом таком случае управляющая ими нервная система «настроена» на­столько точно, что, когда одной из них посылается приказ сжаться, другой автоматически посылается приказ рассла­биться. Однако радужка представляет любопытное исключение: нервы, которые заставляют оболочку сжиматься, мы только что описали, но до сих пор никому точно не известно, откуда выходят нервы, заставляющие ее *разжиматься.* Они идут куда-то вниз, в спинной мозг в области грудной клетки, из спинного мозга вверх через шейный нервный узел, потом опять назад в голову и к другому концу радужки. Сигнал фактически проходит через совершенно другую нервную систему, не через центральную, а через симпатическую. Очень странно, для чего все это нужно.

В глазе, как мы подчеркивали, имеется еще одна странность: светочувствительные клетки расположены в сетчатке в глубине, так что, прежде чем попасть в рецепторы, свет должен пройти через несколько слоев других клеток: сетчатка как бы вывернута наизнанку! В общем некоторые вещи в устройстве глаза кажутся нам великолепными, а некоторые — просто глупыми.

На фиг. 36.4 показана связь глаза с частью мозга, наиболее непосредственно принимающей участие в процессе зрения.

*Фиг. 36.4. Нервная связь глаза со зрительной корой.*

Зрительные нервные волок­на идут в некоторую область, лежащую сразу же за участком *D,* называемым *латеральным коленчатым телом,* а затем в участок мозга, называемый *зри­тельной корой.* Следует помнить, что от каждого глаза некото­рые волокна направляются в другую половину мозга, так что представленная картина не полна. Зрительные нервы от левой части правого глаза проходят через зрительный перекрест *B,* тогда как нервы от левой части левого глаза обходят его сбоку. Таким образом, левая часть мозга получает всю информацию, идущую от левых сторон обоих глаз, т. е. правой стороны поля зрения, тогда как правая сторона мозга «видит» левую часть поля зрения. Вот каким способом происходит сложение ин­формации от обоих глаз и определяется удаленность предмета. Такова система бинокулярного зрения.

Очень интересны связи между сетчаткой и зрительной корой. Если мы в сетчатке каким-то образом возбудим или разрушим некоторую область, то умирает все волокно, поэтому мы можем узнать, куда оно идет, с чем оно связано. Самое интересное то, что между сетчаткой и зрительной корой, оказывается, сущест­вует однозначное соответствие: каждому пятну на сетчатке соответствует пятно в зрительной коре, и два рядом расположен­ных пятна на сетчатке окажутся рядом и в зрительной коре. Так что зрительная кора, кроме всего прочего, отражает и пространственное расположение палочек и колбочек, хотя и очень искаженно. Предметы, находящиеся в центре поля зре­ния и занимающие очень мало места на сетчатке, в зрительной коре распространяются на очень много клеток. Ясно, что очень важно, чтобы первоначально расположенные близко предметы оказались так же близко расположенными и в зрительной коре. Однако самое интересное здесь вот что. Участок, который, каза­лось бы, наиболее важен для близко расположенных предметов, находится как раз в середине поля зрения. Поистине неве­роятно, но прямая вертикальная линия в середине поля зрения обладает тем свойством, что информация, полученная от всех точек, расположенных справа от нее, поступает в левое по­лушарие мозга, а информация от точек, расположенных сле­ва,— в правое полушарие. Но прямо посредине проходит граница, так что предметы, которые очень близки и располо­жены в середине по разные стороны от границы, в мозге ока­зываются очень далекими! Информация через какие-то другие каналы все же как-то проходит из одной стороны мозга в другую, и это очень странно.

Очень интересно, как все это связывается вместе. Вопрос о том, что уже связано и что еще нужно научиться связывать, довольно стар. Прежде думали, что, по-видимому, никаких врожденных связей вообще нет; имеются только какие-то гру­бые наметки, и лишь потом на опыте еще в детстве постигают, что когда предмет находится «вон там», то это дает такое-то ощущение. (Врачи постоянно уверенно заявляют о том, что чув­ствуют маленькие дети, но откуда *сами* они знают, что чувст­вует годовалый ребенок?) Может быть, годовалый ребенок, видя предметы «вон там», испытывает какое-то чувство и учится протягивать руку именно «туда», потому что когда он протяги­вает ее «сюда», то схватить предмет не удается. Но, по-видимо­му, этот подход все же неверен, ибо, как мы уже видели, во многих случаях такие специфические промежуточные связи существуют уже с рождения.

Более показательны в этом отношении замечательные опыты над саламандрами. (К счастью, у саламандры имеется прямая перекрестная связь без зрительного перекреста, поскольку у нее глаза расположены по бокам головы и поля зрения обоих глаз не перекрываются. Саламандрам поэтому бинокулярное зрение ни к чему.) Опыты эти состоят в следующем. Мы можем перерезать зрительный нерв у саламандры, но он, однако, снова начнет расти из глаз. Так будут восстанавливаться сами собой тысячи и тысячи клеток. И хотя волокна зрительных нервов не будут лежать рядом (они теперь напоминают большой небрежно изготовленный телефонный кабель, все волокна которого пере­кручены и перепутаны), однако, достигнув мозга, они снова расположатся в надлежащем порядке. Когда перерезают зри­тельный нерв саламандры, то возникает вопрос: восстанавли­вается ли он снова? Да, восстанавливается. Таков замечатель­ный ответ. Если саламандре перерезать зрительный нерв, то он снова вырастает и она будет видеть ничуть не хуже, чем раньше. Однако если мы перережем зрительный нерв и *пере­вернем глаз,* а потом оставим его в покое, то нервы снова вырас­тут и саламандра прозреет, но теперь она будет совершать ужасные ошибки: увидев муху вверху, саламандра прыгнет вниз, и она уже никогда не сможет «выучиться» действовать пра­вильно. Так что каким-то непостижимым образом тысячи и тысячи клеток нервных волокон находят в мозге свое истинное место.

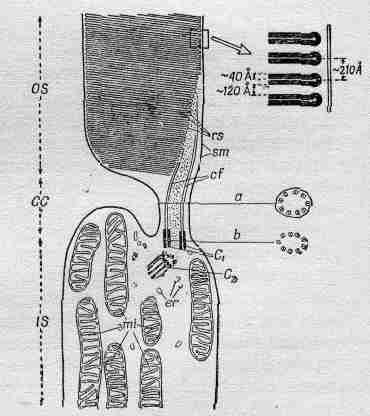
Проблема связей в мозге, т. е. в какой степени все там свя­зано и в какой нет,— важнейшая проблема в теории разви­тия живых существ. Ответ еще неизвестен, но его интенсив­но ищут.

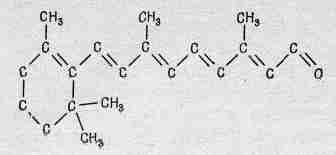
Аналогичный опыт с золотой рыбкой приводит к тому же ре­зультату: в том месте, где мы перережем нерв, образуется страш­ный узел, подобно большому шраму или опухоли, и, несмотря на все это, волокна снова «прорастут» в мозг к своему истин­ному месту. Для того чтобы это произошло, волокна, посколь­ку они растут по старому каналу зрительного нерва, «должны решать», в каком направлении расти. Но как им удается это делать? Возможно, что здесь работает какой-то химический механизм, который по-разному действует на разные волокна. Подумать только, сколь огромно число растущих волокон и каждое из них как-то, по-своему отличается от соседних; реагируя на какой-то химический механизм, оно делает это достаточно однозначно, чтобы отыскать свое истинное место среди окончательных связей в мозге! Это поразительно, фан­тастично! Это одно из величайших явлений, открытых биолога­ми за последнее время, и оно, несомненно, связано со многими старыми нерешенными проблемами роста, организации и раз­вития организма, особенно зародыша.

Другое интересное явление связано с движением глаза. Чтобы добиться совпадения двух изображений, глаз должен обладать способностью двигаться. Эти движения могут быть разного рода: когда мы следим за чем-то, оба глаза должны по­ворачиваться одновременно в одном направлении — вправо или влево; когда мы следим за удаляющимся или приближаю­щимся предметом, глаза должны двигаться в противополож­ных направлениях. Нервы, подходящие к мышцам глаза, как раз приспособлены для этих целей. Одни нервы заставляют наружные мышцы, например левого глаза и внутренние мыш­цы правого, сокращаться, а противоположные мышцы — рас­слабляться, так что оба глаза движутся в одну сторону. Но есть и другие центры, возбуждение которых заставляет глаза двигаться навстречу друг другу. Любой глаз может быть скошен в уголок, если второй при этом движется к носу, но совершенно *невозможно* сознательно или несознательно одновременно повернуть оба глаза в *разные стороны,* и вовсе не потому, что нет мышц, способных сделать это, а потому, что нет способа послать такие сигналы, чтобы оба глаза отверну­лись в разные стороны. (Разумеется, если не произошло ника­кого нарушения, например не перерезан нерв.) И хотя мышцы одного глаза вполне могут поворачивать его как угодно, даже йоги никаким усилием воли не могут повернуть *оба* глаза в разные стороны. Просто потому, что нет никакой возможности сделать это. В какой-то мере мы уже скованы от рождения. Это очень важный пункт, ибо большинство прежних книг по анатомии и психологии не признавало или не замечало того факта, что мы в такой степени скованы с самого рождения; они утверждали, что можно всему научиться.

**§ 3. Палочки**

Посмотрим теперь подробнее, что происходит в палочках сетчатки. На фиг. 36.5 показана микрофотография середины палочки (конец ее выходит вверх за пределы снимка). Справа в увеличенном виде слой за слоем видны плоские структуры, содержащие родопсин (зрительный пурпур) — красящее ве­щество, или пигмент, который, собственно, и обусловливает функцию палочек. Родопсин представляет собой большие моле­кулы белка, содержащего специальную группу, называемую ретиненом, которая может быть отщеплена от белка, что, не­сомненно, и является главной причиной поглощения света. Нам пока не понятно, почему эти структуры плоские, но весьма возможно, что это сделано для того, чтобы молекулы родоп­сина лежали параллельно друг другу. Химия этого явления известна сейчас довольно хорошо, но, кроме того, возможно, что здесь принимает участие и физика. Может оказаться, что все молекулы располагаются в своего рода ряд, и когда одна из них возбуждается, то вылетевший при этом электрон (или просто волна возбуждения) доходит до некоторого места в конце структуры и порож­дает сигнал или что-нибудь аналогичное. Это очень важ­ная область, и она еще сов­сем не разработана. Это поле деятельности для биохимии и физики твердого тела или чего-то в этом духе.

*Фиг. 36.5. Электронная микро­фотография палочки.*

*Фиг. 36.6. Строение ретинена.*

Те же самые слоистые структуры найдены и в других местах, где тоже важен свет, например в хлоропласте растений, где под действием света происходит фотосинтез. При большом увеличении мы обнаруживаем те же самые слои, но, конечно, вместо ретинена мы находим хлорофилл. Химическая форма ретинена показана на фиг. 36.6. Его боковая ветвь содержит серию альтернирующих двойных связей, характерную почти для всех сильно поглощающих органических веществ, подоб­ных хлорофиллу, гемоглобину и т. д. Эти вещества человек не может изготовить в своих собственных клетках и должен получать их с пищей в виде специального вещества, в точности похожего на ретинен, за исключением водородной связи на правом конце. Называется это вещество витамином А. Если в пище его недостаточно, то запас ретинена в организме не по­полняется и развивается то, что мы называем *куриной слепотой,* т. е. количества пигмента будет недостаточно для того, чтобы можно было видеть в сумерках.

Известно также, почему такая серия двойных связей очень сильно поглощает свет. Я немного расскажу вам об этом. Альтер­нирующая серия двойных связей называется *сопряженной* двой­ной связью. Двойная связь означает, что там есть дополнитель­ный электрон, который легко сдвинуть вправо или влево. Когда свет ударяет по этой молекуле, то электрон каждой двой­ной связи на один шаг сдвигается. В результате сдвинутся электроны во всей цепи, подобно тому, как упадут при толчке поставленные друг за другом костяшки домино, и хотя каждый из них проходит очень небольшое расстояние (мы считаем, что в отдельном атоме электрон может проходить только очень маленькое расстояние), в целом получается такой же эффект, как будто электрон с одного конца перескочил на другой! Это то же самое, как если бы один электрон прошел все расстояние взад и вперед, а в таком случае происходит значительно более сильное поглощение под действием электрического поля, чем если бы мы передвинули электрон только на расстояние, связанное с одним атомом. А поскольку двигать электрон взад и вперед не так уже трудно, то ретинен очень сильно погло­щает свет; таков механизм, в основе которого лежит физика и химия.

**§ 4. Сложные глаза насекомых**

Вернемся теперь к биологии. Человеческий глаз — отнюдь не единственный тип глаза. Хотя глаза почти всех позвоночных похожи на человеческие, однако у низших животных мы встре­чаем множество других типов глаз. Обсуждать их у нас нет времени. Но среди беспозвоночных (например, у насекомых) встречаются и высокоразвитые типы глаз; это *сложные,* или *фасеточные,* глаза. (У большинства насекомых, кроме больших: фасеточных глаз, есть еще простые глаза, или глазки.) Наиболее тщательно изучалось зрение пчелы. Изучать особенности зре­ния пчел легко, ибо их, как известно, привлекает мед и мы можем ставить опыты, смазывая медом, например, голубую или красную бумагу и наблюдая, какая из них привлечет пче­лу. Этим методом были обнаружены очень интересные особен­ности зрения пчелы.

Прежде всего, пытаясь определить, насколько отчетливо пчела видит разницу между двумя кусочками «белой» бумаги, некоторые исследователи нашли, что она видит ее не очень хорошо, а другие, наоборот, что она делает это чертовски здо­рово. Даже если брались два почти в точности одинаковых кусочка бумаги, пчела все же различала их. Один кусок бумаги, например, отбеливался цинковыми белилами, а другой — свин­цовыми, и, хотя оба они выглядели в точности одинаково, пчела различала их, ибо они по-разному отражают ультрафио­летовый свет. Таким образом, было обнаружено, что глаз пчелы чувствителен к более коротким длинам волн, чем глаз человека. Наши глаза видят в диапазоне от 7000 до 4000 Å, от красного до фиолетового, а пчелы могут видеть вплоть до 3000 Å, т. е. в ультрафиолетовой области! А это порождает целый ряд очень интересных эффектов. Прежде всего пчелы различают многие цветы, которые нам кажутся абсолютно одинаковыми. В этом нет ничего удивительного; ведь цветы цветут вовсе не для того, чтобы радовать наш взор. Они служат приманкой для пчел, своеобразным сигналом о том, что здесь есть мед. Всем извест­но, что есть очень много «белых» цветов. Цвет, который нам *кажется* белым, по-видимому, пчелы не видят, ибо выяснилось, что разные белые цветы не отражают *ультрафиолетовые* лучи столь полно, как это делают *истинно* белые цветы. От белого предмета отражается не весь падающий на него свет, ультра­фиолетовые лучи теряются, а это в точности то же, что для нас потеря голубого цвета, т. е. получение желтого цвета. Итак, все белые цветы кажутся пчелам цветными. Однако нам известно также, что пчелы не видят красного цвета. Выходит, можно считать, что красные цветы кажутся пчелам черными? Ничего подобного! Тщательное изучение красных цветов показывает, что, во-первых, даже наши глаза способны различать у огромного большинства красных цветов легкий синеватый оттенок, вызванный дополнительным отражением большинством из них синего цвета, который находится в видимой пчелами области. Кроме того, опыты также показывают, что цветы отличаются по своей способности отражать ультрафиолет от различных частей лепестка и т. д. Итак, если бы мы могли видеть цветы такими, как их видят пчелы, то нашли бы их еще прекраснее и разнообразнее!

Впрочем, было обнаружено, что имеются такие красные цветы, которые *не отражают* голубых или ультрафиолетовых лучей, поэтому они должны *казаться* пчелам черными! Это в какой-то степени объясняет недоумение тех людей, которых очень волнует этот вопрос: ведь черный цвет не кажется прив­лекательным, да и трудно его отличить от грязной густой те­ни. Так оно и получается на самом деле: пчелы *не прилетают* на эти цветы. Но зато как раз они нравятся крохотным *колибри;* оказывается, эти птички отлично видят красный цвет!

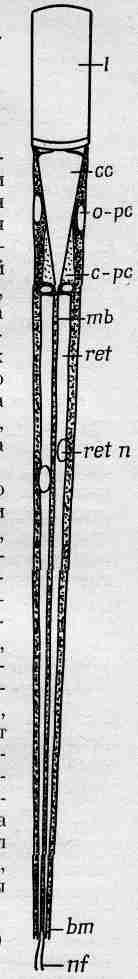
Еще одна интересная сторона зрения пчелы. Взглянув на кусочек голубого неба и не видя самого солнца, пчела, по-видимому, может все-таки определить, где находится солнце. Для нас это не так-то просто. Посмотрите из окна на небо. Вы видите, что оно голубое. А в каком направлении находится сейчас солнце? Пчела может это определить, ибо она очень чув­ствительна к направлению *поляризованного* света, а отраженный от неба свет [поляризован](#прим2). До сих пор спорят о том, как это ей удается: то ли потому, что рассеяние света различно при разных обстоятельствах, то ли глаза пчелы непосредственно чувствительны к направлению поляризованного света. В самое недавнее время получены данные о непосредственной чувстви­тельности глаза пчелы.

Говорят также, что пчела способна различать отдельные вспышки света с частотой 200 раз в 1 сев, тогда как мы разли­чаем только 20 вспышек. В улье пчелы движутся очень быстро; они шевелят лапками, машут крылышками, но наши глаза с трудом успевают уследить за всеми этими движениями. Вот если бы мы могли различать более быстрые мелькания, тогда другое дело. Видимо, для пчелы очень важно, чтобы ее глаза имели столь быструю реакцию.

Теперь поговорим о том, какова, собственно, острота зрения у пчелы? Глаз пчелы сложный; состоит он из огромного числа особых глазков, называемых *омматидиями,* кото­рые расположены на почти сферической поверхности по бокам головы насекомого.

На фиг. 36.7 показан омматидий. В его вершине находится прозрачная область, своего рода «хрусталик», но в действитель­ности это больше напоминает фильтр, заставляющий свет идти вдоль узкого волокна, где, по-видимому, и происходит его поглощение. От другого его конца отходит нервное волокно. Центральное нервное во­локно имеет по бокам шесть клеток, от которых по сути дела оно и отходит. Для наших целей этого описания вполне достаточно; главное то, что клетка имеет коническую форму, и множество таких клеток, примыкая друг к другу, образует поверхность глаза пчелы.

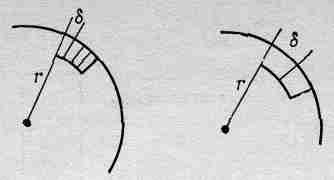
Посмотрим теперь, каково разрешение такого глаза. Проведем линию (фиг. 36.8), схематически представляющую омматидий, на поверхности глаза, который мы будем считать сферой радиусом r*.* Мы сей­час попытаемся *вычислить* ширину каждого омматидия, для чего напряжем немного нашу сообразитель­ность и предположим, что природа столь же сооб­разительна, как и мы! Если омматидий очень велик, то разрешение не может быть большим. Иначе го­воря, один омматидий получает информацию об од­ном направлении, соседний — о другом и т. д., а предметы, попавшие в промежуток, пчела не сможет видеть достаточно хорошо. Таким образом, неопре­деленность остроты зрения глаза, несомненно, свя­зана с угловым размером конца омматидия относи­тельно центра кривизны глаза. (На самом деле глаза расположены только на поверхности головы.) Но угол от одного омматидия до следующего равен, конечно, диаметру омматидия, деленному на радиус кривизны поверхности глаза:



C:\1\pic\gray.jpg*Фиг. 36.7. Строение омматидия.*

(36.1)

Итак, можно сказать: «Чем меньше будет значение δ, тем больше окажется острота зрения.

*Фиг. 36.8. Схема распределения омматидиев на поверхности глаза пчелы.*

Но почему же тогда при­рода не дала пчеле очень-очень мелкие омматидии?» В ответ можно сказать следующее: мы уже достаточно хорошо знаем физику, чтобы понять, что при попытке пропустить свет через узкую щелку из-за дифракции невозможно достаточно хорошо видеть в данном направлении, ибо туда будет попадать свет от различных направлений, т. е. от всех направлений, нахо­дящихся внутри угла Δθd, такого, что

C:\1\pic\gray.jpg(36.2)

Теперь ясно, что, если взять б слишком маленьким, каждый омматидий вследствие дифракции будет видеть не только в одном направлении! Но если сделать значение δ слишком боль­шим, то, хотя каждый будет смотреть в одном направлении, их окажется слишком мало, чтобы получить достаточно подробную картину. Таким образом, мы должны подобрать такое рас­стояние *d,* чтобы полный эффект этих двух механизмов был ми­нимальным. Если мы сложим два выражения и найдем место, где сумма имеет минимум, то получим

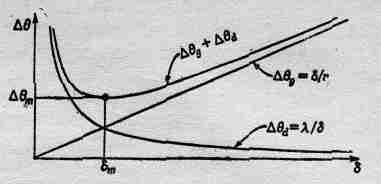
C:\1\pic\gray.jpg(36.3)

что дает расстояние

C:\1\pic\gray.jpg(36.4)

Если мы для оценки будем считать, что *r* приблизительно равно *3 мм,* а длину волны света, который пчела видит, примем равной 4000 А, то после умножения и извлечения корня найдем

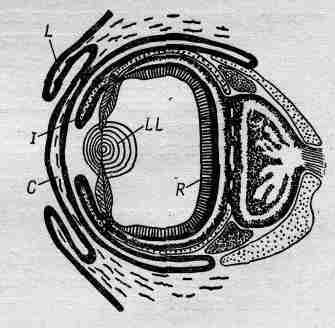
C:\1\pic\gray.jpgВ книгах указывается диаметр, равный 30 *мк.* Как видите, согласие оказывается довольно хорошим! Ясно, что именно этот механизм определяет размер глаза пчелы и он вполне доступен нашему пониманию. Подставив теперь полученное число в (36.1), легко определить, каково угловое разрешение глаза пчелы. Оно оказывается очень плохим по сравнению с глазом человека. Мы способны видеть вещи, кажущийся размер которых в тридцать раз меньше, чем видит пчела. Так что по сравнению с человеком изображение у пчелы получается до­вольно расплывчатое, несфокусированное.

*Фиг. 36.9. Оптимальный размер омматидия, равный δm.*

Тем не менее так оно есть, и на большее она просто не может рассчитывать. Естественно возникает вопрос: а почему бы пчеле не завести себе такой же глаз, как у нас, с хрусталиком и со всем прочим? Этому мешает несколько довольно интересных причин. Прежде всего пчела слишком мала; если бы у нее был глаз, похожий на наш, но соответственно уменьшенный, то размер зрачка оказался бы порядка 30 *мк,* а поэтому дифракция была бы так велика, что пчела все равно не видела бы лучше. Слишком маленький глаз — это не очень хорошо. Потом, если сделать глаз большим, как голова пчелы, то он занял бы всю голову. Ведь ценность сложного глаза в том и состоит, что он практи­чески не занимает места — просто тоненький слой на поверх­ности головы пчелы. Так что, прежде чем давать советы пче­ле, не забывайте, что у нее есть свои собственные проблемы!

**§ 5. Другие типы глаз**

Кроме пчел, многие другие животные могут различать цве­та. Рыбы, бабочки, птицы и пресмыкающиеся тоже могут различать цвета. А вот большинство млекопитающих, как полагают, не могут. Приматы, однако, различают. Птицы, несомненно, различают цвета, об этом говорит их окраска.

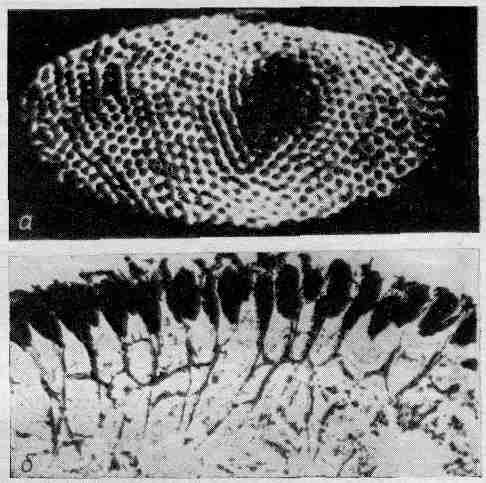
*Фиг. 36.10. Глаз осьминога.*

Какой был бы смысл самцам так блистательно ярко наряжаться, если бы самки не могли это видеть! Иначе говоря, привлекающее оперение, которым обладают птицы, и есть результат того, что самки способны различать цвета. Так что в следующий раз, когда вы увидите павлина и будете удивляться этой сверкающей выставке ярких красок, восхищаться утонченно подобранными цветами и замирать перед удивительным чувством эстетики птицы, не забудьте, что ваш восторг относится собственно к самке павлина, к ее наблюдательности и тонкому вкусу: только это ведь и по­родило столь удивительное зрелище!

Большинство беспозвоночных имеют либо недоразвитые, либо сложные глаза, а глаза всех позвоночных животных похожи на глаз человека. Однако есть одно исключение. Рассматривая высшие формы животных, мы обычно восклицаем: «Ну ко­нечно, так и есть!», но если встать на менее предвзятую точку зрения и ограничиться только беспозвоночными, чтобы исклю­чить нас самих, и спросить зоологов, какое из беспозвоночных животных они считают наиболее развитым, то большинство из них в один голос ответят — *осьминог!* Весьма интересно, что, помимо развитого мозга, его реакций и прочего, которые слиш­ком хороши для беспозвоночного, осьминог имеет высокораз­витый глаз, совершенно непохожий на глаза кого-либо другого. Это не сложный глаз и не светочувствительное пятно, в нем есть и роговица, и веко, есть и радужка, и две полости, запол­ненные жидкостью, и хрусталик, и сетчатка (фиг. 36.10). В точности то же, что и у позвоночных! Это замечательный при­мер совпадения в эволюции, когда природа дважды пришла к одному и тому же решению проблемы, но с одним неболь­шим улучшением. Сетчатка у осьминога, как оказалось, пред­ставляет собой тоже часть мозга, и образовалась она при эмбрио­нальном развитии, как у позвоночных животных, но имеется одно очень интересное и поразительное отличие: чувствительные к свету клетки расположены не позади слоев других клеток, как у нас, а непосредственно на *внутренней* поверхности глазного яблока, а клетки, занимающиеся вычислением,— по­зади них. Теперь мы по крайней мере видим, что в расположении клеток в нашем глазе глубокого смысла нет. В другой раз природе пришлось исправить свою ошибку! Самыми боль­шими глазами наделен громадный спрут: диаметр их 38 см!

**§ 6. Нервные механизмы зрения**

Одной из основных тем этой главы является взаимосвязь и взаимоинформация отдельных частей глаза. Давайте рассмотрим сложный глаз краба-мечехвоста, над которым было проделано довольно много опытов.

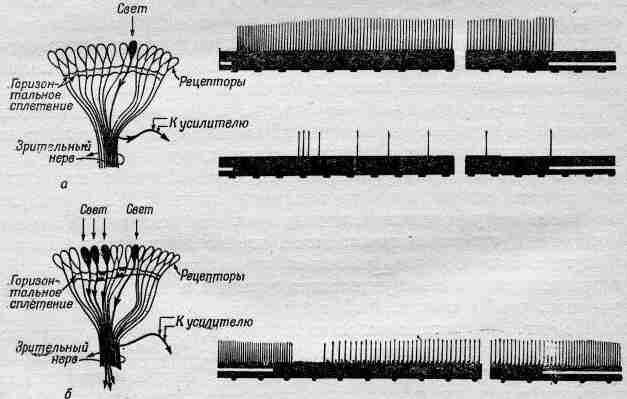
*Фиг. 36.11. Сложный глаз краба-мечехвоста, а — общий вид; б — в разрезе.*

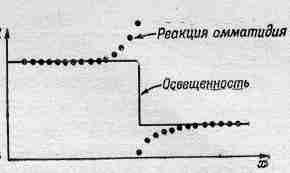
Прежде всего нужно понять, какого сорта информация может передаваться по нервам. По нерву передается нечто вроде возмущения электрической природы, которое может быть легко зарегистрировано. Это некое волно­образное возмущение, которое бежит по нерву и вызывает на другом его конце какой-то эффект. Информацию переносит длинный отросток нервной клетки, называемый *аксоном,* и ес­ли один конец аксона возбужден, то по нему бежит «импульс». Далее, если по нерву уже проходит один импульс, то за ним не может немедленно последовать второй. Все импуль­сы имеют одну и ту же величину, так что, когда нерв сильно возбужден, это вовсе не означает, что по нему бежит *больший* импульс, а просто *увеличивается, число импульсов в* 1 *сек.* Ве­личина же импульса определяется нервным волокном. Это важно усвоить, чтобы понять, что произойдет дальше.

На фиг. 36.11,*а* показан сложный глаз краба-мечехвоста; в нем всего лишь около тысячи омматидиев. Фиг. 36.11, *б* представля­ет собой поперечный разрез этой системы. Видны отдельные омматидии и нервные волокна, соединяющие их с мозгом. Но об­ратите внимание, что даже у этого краба имеются внутренние связи. Они, конечно, гораздо менее сложные, чем в глазе человека, но именно это-то и дает нам возможность изучить подобные связи на простом примере.

Давайте рассмотрим такой опыт: наложим на зрительный нерв нашего краба небольшие электроды и осветим только один омматидий; это легко можно сделать с помощью линз. Если мы в какой-то момент времени *t0* включим свет и будем измерять возникающие электрические импульсы, то увидим, что после небольшой задержки последует быстрая серия разрядов, часто­та которых постепенно будет уменьшаться, пока не достигнет какой-то равномерности (фиг. 36.12,а). После выключения света разряды прекращаются. Интересно, что если усилитель остается связанным с тем же нервом, а мы направим свет на *другой* ом­матидий, то ничего не произойдет, сигналов не будет.

Проделаем теперь другой опыт: осветим первый омматидий и получим те же импульсы, но если теперь мы направим свет еще на другой соседний омматидий, то на короткое время импульсы прекращаются, после чего импульсы «побегут» снова, но с гораздо меньшей частотой (фиг. 36.12,*б*). Оказывается, что импульсы, возникающие во втором омматидий, затормаживают импульсы первого! Другими словами, хотя каждый нерв и несет информацию о своем омматидий, количество этой инфор­мации подавляется сигналами от другого омматидия. Напри­мер, когда более или менее равномерно освещен весь глаз, то сигнал, пришедший от любого отдельного омматидия, будет относительно слабым, ибо он подавлен множеством других сиг­налов. Торможение аддитивно, т. е. если мы осветим несколько соседних омматидиев, торможение будет очень сильным.

*Фиг. 36.12. Ответная реакция на свет нервных волокон глаза краба-мечехвоста.*

*Фиг. 36.13. Ответная реакция омматидия краба-мечехвоста на резкий освещенный край.*

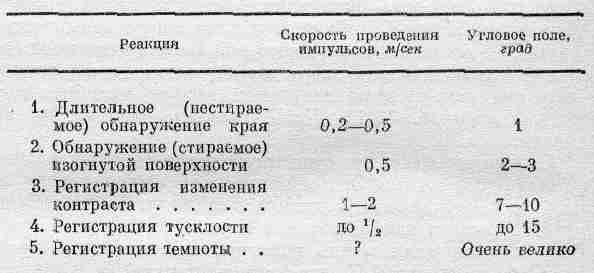
Тор­можение оказывается большим, если омматидии расположены ближе, но если они достаточно удалены друг от друга, то тор­можение практически сводится к нулю. Таким образом, тормо­жение аддитивно и зависит от расстояния. Это первый пример, когда информация от различных частей глаза перерабатывается в нем самом. Если подумать немного, то можно понять, что этот механизм предназначен для *усиления контраста* на краях объекта, ибо если часть предмета освещена, а часть нет, то ом­матидии, направленные на освещенную область, дают импульсы, которые затормаживаются всеми соседними омматидиями, ви­дящими освещенную область, так что они относительно слабы. С другой стороны, омматидии, видящие границу световой области и дающие «белый» сигнал, хотя и подавлены своими со­седями, но тех не столь уж много, ибо некоторые из них совсем темные (не видят света), в результате чего сигнал оказывается более сильным. В итоге получается кривая, подобная изобра­женной на фиг. 36.13. Краб как бы видит «усиленный» контур.

Однако тот факт, что существует такое «усиление» контура, известен уже давно. Это действительно замечательная вещь, которая неоднократно обсуждалась психологами. Чтобы изоб­разить предмет, нам достаточно нарисовать лишь его контур. Ведь мы привыкли видеть картины, на которых изображены одни только контуры! Но что же такое контур? Ведь это просто граница между темным и светлым или между одним цветом и другим. В самом деле, это вовсе не что-то определенное. Мож­но думать, что угодно, но никакой линии вокруг предмета нет! Нет, все это только наша выдумка. Теперь мы начинаем понимать, почему нам достаточно контура, чтобы предста­вить себе весь предмет. По-видимому, наши глаза тоже рабо­тают, подобно глазам мечехвоста, разумеется, гораздо более сложно, но все же аналогично.

Наконец, я вкратце опишу более сложные опыты, очень красивые, и трудные, которые были проделаны над лягушкой. При выполнении их в зрительный нерв лягушки вводились мини­атюрные искусно сделанные нитеобразные зонды и измерялись сигналы, идущие вдоль одного определенного аксона; точно так же как в случае с крабом-мечехвостом, было обнаружено, что информация зависит не просто от одной точки глаза, а является суммой информации, полученных от нескольких частей.

Наиболее современная картина операций на глазе лягушки выглядит следующим образом. Можно найти четыре типа различных зрительных нервных волокон, в том смысле, что сущест­вуют четыре различных сорта ответных реакций. В этих экспериментах не было вспышек света: лягушка не замечает та­ких вещей. Она просто сидит, и глаза ее неподвижны до тех пор, пока листок лилии не начнет двигаться. Тогда глаза лягушки движутся как раз так, чтобы изображение оставалось в поле зрения. Однако сама по себе лягушка глазами не ворочает и не ищет, куда девался объект. Если в поле ее зрения движется что-то, напоминающее небольшое насекомое (нужно, чтобы она могла видеть нечто маленькое, движущееся на неподвижном фоне), то обнаруживаются четыре различных сорта нервных волокон, отвечающих на это раздражение. Их свойства приве­дены в табл. 36.1. Длительное (нестираемое) обнаружение края означает, что если мы внесем предмет с резким краем в поле зре­ния лягушки, то в тех фоторецепторах, мимо которых он дви­жется, возникает множество импульсов, которые переходят затем в редкие импульсы, продолжающиеся до тех пор, пока край находится в поле зрения, даже если он стоит на месте.

*Таблица 36.1* • ТИПЫ ОТВЕТНЫХ РЕАКЦИЙ ЗРИТЕЛЬНЫХ НЕРВНЫХ ВОЛОКОН У ЛЯГУШКИ

После выключения света импульсы прекращаются. Если снова включить свет и край предмета по-прежнему находится в поле зрения, то импульсы возникают снова. Они не исчезают. Дру­гой сорт волокон очень похож на первый, но с тем исключением, что они не работают, если край прямой. Нужно, чтобы край был изогнутым! Насколько сложной должна быть система взаимных связей сетчатки глаза лягушки, чтобы видеть движение изогнутой поверхности! Более того, если эти волокна чем-то возбуждены, то возбуждение не может держаться так же долго, как в первом случае, и если мы выключим свет и включим его снова, то импульсы *не* возобновятся. Впрочем, это зависит от движения выпуклой поверхности. Глаз видит ее движение и помнит, где она находится, но если мы на момент выключим свет, то глаз просто забывает о ней и больше ее не видит.

Следующим типом является регистрация изменения конт­раста. Если край надвигается или отодвигается, то сигналы есть. Но если предмет стоит, то никаких сигналов вообще нет.

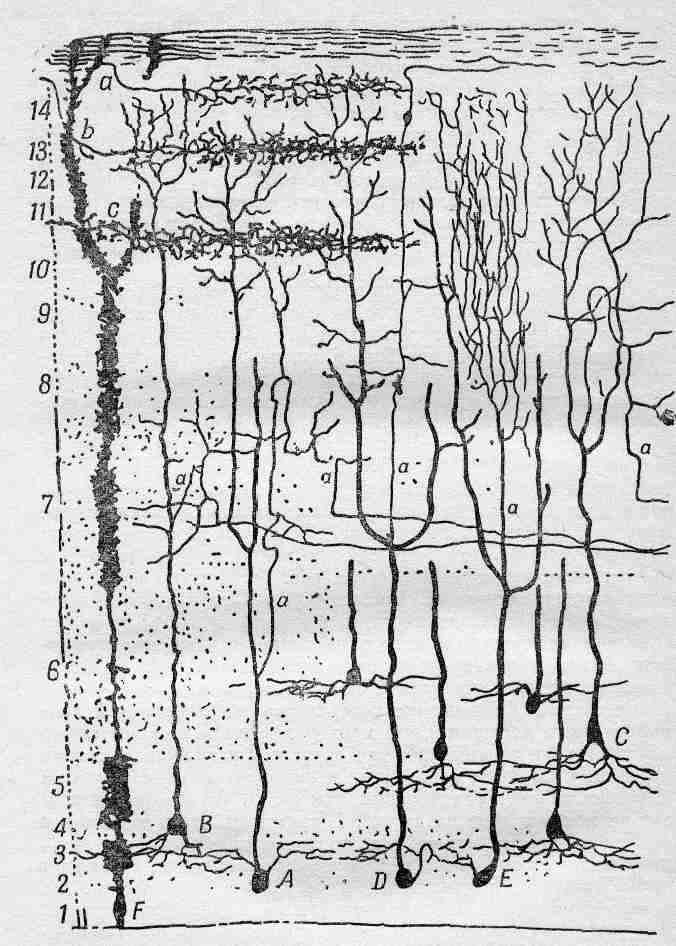
Затем есть «регистратор тусклости». Если интенсивность све­та уменьшается, то возникают импульсы, если она неизменна— импульсы прекращаются: регистратор работает, только когда свет тускнеет.

И, наконец, есть несколько волокон, которые служат регист­раторами темноты. Самое удивительное, что они беспрестанно «стреляют»! Если свет усиливается, «выстрелы» становятся более редкими, а если ослабевает, то, наоборот, «огонь» стано­вится более частым, но он не прекращается ни на секунду. В темноте же они «строчат», как сумасшедшие, напоминая пос­тоянно: «Тьма! Тьма! Тьма!»

Все эти реакции кажутся слишком сложными, чтобы их можно было как-то классифицировать. Подозрительно даже, правильно ли истолкованы эксперименты. Но самое интересное, что эти же классы очень отчетливо выделяются самой анатомией лягушки! После того как волокна были расклассифицированы (очень важно, что это было сделано *после),* другие измерения обнаружили, что *скорости* импульсов, бегущих по различным волокнам, не одинаковы. Так что был найден другой незави­симый способ определения сорта волокна!

Еще один интересный вопрос: насколько велика анализирую­щая область, связанная с каким-то одним волокном? Ответ ока­зался различным для разных классов волокон.

На фиг. 36.14 показана поверхность так называемой пок­рышки мозга лягушки. Сюда приходят волокна из зрительного нерва. Все эти нервные волокна связаны с различными слоями покрышки. Слоистое строение ее напоминает строение сетчатки (это один из фактов, говорящих нам о том, что сетчатка и мозг весьма похожи друг на друга). Если теперь взять электрод и постепенно перемещать его вниз по слоям, то можно определить, где оканчиваются разные типы зрительных волокон. Опыт дает очень красивый и удивительный результат: оказывается, что различные сорта волокон оканчиваются в различных слоях! В первом слое оканчивается первый тип волокон, во втором — второй; третий и пятый оканчиваются в одном и том же слое, а глубже всех проникает четвертый тип. (Вас не должно удив­лять, что номера их почти совпали с номерами слоев! Именно по­этому они и пронумерованы таким образом, в ранних рабо­тах они нумеровались иначе!)

*Фиг. 36,14. Покрышка, мозга лягушки.*

Все, что мы узнали, можно кратко сформулировать так: по-видимому, имеются три сорта пигментов. Может быть множество различных сортов рецепторов, в которые эти пигменты входят в различных пропорциях, однако множество внутренних связей позволяет складывать и вычитать эффекты отдельных нервных клеток. Таким образом, прежде чем мы действительно поймем цветовое зрение, необходимо понять конечный этап ощущение зрения вообще. Это все еще открытый вопрос, но исследования с микроэлектродами, возможно, дадут нам в конце концов дополнительные сведения о том, как же мы видим цвета.

\*Эти цвета зависят от скорости вращения, яркости освещения и в какой-то степени от того, кто смотрит на диск и насколько пристально.

\*Человеческий глаз тоже слегка чувствителен к направлению поляризованного света, и научиться угадывать направление солнца в общем можно! Здесь используется явление, называемое хайдингеровской гребен­кой (Haidinger's brush). Это бледное желтоватое пятно в центре поля зре­ния, напоминающее по форме песочные часы; видно оно через поляриза­ционные очки на фоне безграничного бесцветного пространства. Впрочем, его можно видеть и без поляризационных очков на голубом небе, если по­ворачивать голову то туда, то сюда вокруг оси зрения.

# Глава 37

**КВАНТОВОЕ ПОВЕДЕНИЕ**

[**§ 1. Атомная** **м****еханика**](#а1)

[**§ 2. Опыт** **с пул****еметной стрельбой**](#а2)

[**§ 3. Опыт с** **во****лнами**](#а3)

[**§ 4. Опыт с э****лектро­нами**](#а4)

[**§ 5. Интерфер****ен­ци****я электронных волн**](#а5)

[**§ 6. Как просле­****ди****ть за электроном?**](#а6)

[**§ 7. Начальные при****нци****пы квантовой механики**](#а7)

[**§ 8, Принцип н****еопре****делен­ности**](#а8)

**§ 1. Атомная механика**

В последних нескольких главах мы с вами рассмотрели многие существенные понятия, без которых невозможно разобраться ни в яв­лении света, ни вообще в электромагнит­ном излучении. (Некоторые специальные воп­росы — теорию показателя преломления плот­ного вещества и полное внутреннее отражение — мы отложим до будущих времен.) Мы имели дело с так называемой «классической теорией» электромагнитных волн, и для множества яв­лений она давала достаточно точное описание природы. И нас не очень заботило при этом, что световая энергия всегда доставляется пор­циями — «фотонами».

Очередной темой, которой мы собираемся заняться (в главах, начиная с 39), является проблема поведения сравнительно крупных массивов вещества — их механических или, скажем, их тепловых свойств. Знакомясь с этими свойствами, мы увидим, что старая клас­сическая теория здесь немедленно терпит неудачу, терпит по той причине, что вещество на самом деле состоит из частиц атомных разме­ров. И если все же мы намерены пользоваться старой теорией, то только потому, что это единственное, в чем мы можем разобраться с помощью изученной нами классической ме­ханики. Но наши успехи не будут велики. Мы обнаружим, что в отличие от теории света теория вещества на этом пути довольно быстро наталкивается на затруднения. Можно было бы, конечно, обойти все атомные эффекты сто­роной. Но вместо этого мы решили здесь вклинить небольшой экскурс в основные идеи квантовых свойств вещества, в квантовые представления атомной физики.

Надо же, чтоб вы хоть примерно представляли, как выглядит то, что мы обходим. Все равно ведь атомные эффекты до того важны, что нам не миновать познакомиться с ними вплотную.

Стало быть, сейчас мы перейдем к *введению* в предмет кван­товой механики. Но по-настоящему проникнуть в суть пред­мета вы сможете лишь намного позже.

Квантовая механика — это описание поведения мельчай­ших долек вещества, в частности всего происходящего в атом­ных масштабах. Поведение тела очень малого размера не похоже ни на что, с чем вы повседневно сталкиваетесь. Эти тела не ведут себя ни как волны, ни как частицы, ни как облака, или биллиардные шары, или грузы, подвешенные на пружинах,— словом, они не похожи ни на что из того, что вам хоть когда-нибудь приходилось видеть.

Ньютон считал, что свет состоит из частиц. А потом оказа­лось, как мы уже убедились, что свет ведет себя подобно вол­нам. Позже, однако (в начале XX века), обнаружили, что, дей­ствительно, поведение света временами напоминает частицу. Об электроне же, наоборот, сначала думали, что он похож на частицу, а потом было выяснено, что во многих отношениях он ведет себя как волна. Значит, на самом деле его поведение ни на что не похоже. И мы сдались. Мы так и говорим: «Он *ни на что* не похож».

Однако, к счастью, есть еще одна лазейка: дело в том, что электроны ведут себя в точности подобно свету. Квантовое поведение всех атомных объектов (электронов, протонов, нейт­ронов, фотонов и т. д.) одинаково: всех их можно назвать «час­тицами-волнами» (годится, впрочем, и любое другое название). Значит, все, что вы узнаете про свойства электронов (а именно они будут служить нам примером), все это будет применимо к любым «частицам», включая фотоны света.

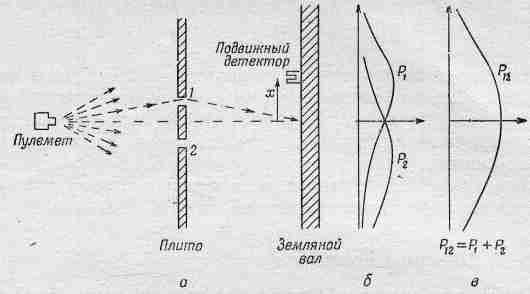
В течение первой четверти нашего века постепенно накап­ливалась информация о поведении атомов и других мельчайших частиц, и знакомство с этим поведением вело ко все большему замешательству среди физиков. В 1926—1927 гг. оно было уст­ранено работами Шредингера, Гейзенберга и Борна. Им удалось в конце концов получить непротиворечивое описание поведения вещества атомных размеров. Основные характерные черты этого описания мы и разберем в данной главе.

Раз поведение атомов так не похоже на наш обыденный опыт, то к нему очень трудно привыкнуть. И новичку в науке, и опытному физику — всем оно кажется своеобразным и ту­манным. Даже большие ученые не понимают его настолько, как им хотелось бы, и это совершенно естественно, потому что весь непосредственный опыт человека, вся его интуиция — все прилагается к крупным телам. Мы знаем, что будет с большим предметом; но именно так мельчайшие тельца и не поступают. Поэтому, изучая их, приходится прибегать к различного рода абстракциям, напрягать воображение и не пытаться связывать их с нашим непосредственным опытом.

В этой главе мы сразу же попробуем ухватить самый основ­ной элемент таинственного поведения в самой странной его форме. Мы выбрали для анализа такое явление, которое невоз­можно, *совершенно, абсолютно* невозможно объяснить классиче­ским образом. В этом явлении таится самая суть квантовой ме­ханики. Но на самом деле в нем прячется только *одна-единственная* тайна. Мы не можем раскрыть ее в том смысле, что не можем «объяснить», как она работает. Мы просто *расска­жем* вам, как она работает. Рассказывая об этом, мы познакомим вас с основными особенностями всей квантовой механики.

**§ 2. Опыт с пулеметной стрельбой**

Пытаясь понять квантовое поведение электронов, мы сопо­ставим его с привычными нам движениями обычных частиц, похожих на пулю, и обычных волн, похожих на волны на воде. Сперва мы займемся стрельбой из устройства, схематически показанного на фиг. 37.1. Это пулемет, выпускающий целый сноп пуль. Он не очень хорош, этот пулемет. При стрельбе его пули рассеиваются на довольно широкий угол, как это изображено на рисунке. Перед пулеметом стоит плита (броне­вая), а в ней есть две дыры, через которые пуля свободно проходит. За плитой расположен земляной вал, который «погло­щает» попавшие в него пули. Перед валом стоит предмет, кото­рый мы назовем «детектором». Им может служить, скажем, ящик с песком. Любая пуля, попав в детектор, застревает в нем. Если нужно, ящик открывают и все попавшие внутрь пули пересчитывают. Детектор можно передвигать взад и впе­ред (в направлении *х).* Этот прибор позволяет экспериментально ответить на вопрос: «Какова вероятность того, что пуля, про­никшая сквозь плиту, попадет в вал на расстоянии *х* от сере­дины?» Заметьте, что мы говорим только о вероятности, по­тому что невозможно сказать определенно, куда попадет оче­редная пуля. Пуля, даже попавшая в дыру, может срикошетить от ее края и уйти вообще неизвестно куда. Под «вероятностью» мы понимаем шанс попасть пулей в детектор, который установ­лен в *х* метрах от середины. Этот шанс можно измерить, подсчитав, сколько пуль попало в детектор за определенное время, а затем разделив это число на *полное* число пуль, попавших в вал за то же время. Или, полагая, что скорость стрельбы была одинакова, можно считать вероятность пропорциональной числу пуль, попавших в детектор за условленное время.

*Фиг. 37.1. Опыт со стрельбой из пулемета.*

Для наших целей надо вообразить немного идеализирован­ный опыт, когда пули не дают осколков и остаются целыми. Тогда мы обнаружим, что пули всегда попадают в детектор порциями: если уж мы что-то нащупали в детекторе, то это всегда целая пуля, а не половина и не четвертушка. Даже когда скорость стрельбы становится очень малой, все равно в детек­торе за определенное время либо ничего не накапливается, либо обнаруживается целое — непременно целое — число пуль. Стало быть, размер порции не зависит от скорости стрельбы. Мы говорим поэтому: «Пули *всегда* приходят равными порция­ми». С помощью нашего детектора мы измеряем как раз вероят­ность прихода очередных порций как функцию *х.* Результат таких измерений (мы, правда, пока еще не провели такого эксперимента и сейчас просто воображаем, каким будет резуль­тат) изображен на графике фиг. 37.1,в. Вероятность в нем от­ложена вправо, *а х —* по вертикали, согласуясь с движением детектора. Вероятность обозначена *P12,,* чтобы подчеркнуть, что пули могли проходить и сквозь отверстие 1, и сквозь отверстие 2. Вы, конечно, не удивитесь, что вероятность *P12* близ середины графика велика, а по краям мала. Вас может, однако, смутить, почему наибольшее значение *Р12* оказа­лось при *х* = 0. Это легко понять, если один раз про­делать опыт, заткнув дырку 2, а другой раз — дырку 1. В первом случае пули смогут проникать лишь сквозь дырку 1 и получится кривая *P1(см.* фиг. 37.1,б). Здесь, как и следо­вало ожидать, максимум *P1* приходится на то *х,* которое лежит по прямой от пулемета через дырку 1. А если заткнуть дырку 1, то получится симметричная кривая *Р2 —* распре­деление вероятностей для пуль, проскочивших сквозь отверс­тие 2. Сравнив части *б* и *в* на фиг. 37.1, мы получаем важный результат

C:\1\pic\gray.jpg

(37.1)

т. е. вероятности просто складываются. Действие двух дырок складывается из действий каждой дырки в отдельности. Этот результат наблюдений мы назовем *отсутствием интерференции* по причине, о которой вы узнаете после. На этом мы покончим с пулями.

*Они приходят порциями, и вероятность их попадания скла­дывается без интерференции.*

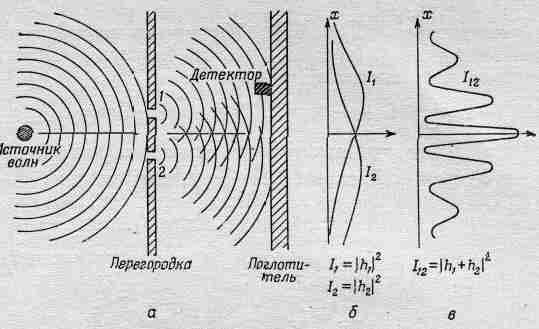
**§ 3. Опыт с волнами**

## Теперь проведем опыт с волнами на воде. Прибор показан схематически на фиг. 37.2. Это мелкое корытце, полное воды. Предмет, обозначенный как «источник волн», колеблясь при по­мощи моторчика вверх и вниз, вызывает круговые волны. Справа от источника опять стоит перегородка с двумя отверстиями, а дальше — вторая стенка, которая для простоты сде­лана поглощающей (чтобы волны не отражались): насыпана песчаная отмель. Перед отмелью помещается детектор; его опять, как и раньше, можно передвигать по оси *х.* Теперь де­тектор — это устройство, измеряющее «интенсивность» вол­нового движения. Представьте себе приспособление, измеряю­щее высоту волн. Если его шкалу откалибровать пропорцио­нально *квадрату* высоты, то отсчеты шкалы смогут давать интенсивность волны. Детектор, таким образом, будет опре­делять *энергию,* переносимую волной, или, точнее, долю энер­гии, доставляемую детектору.

Первое, в чем можно убедиться при помощи такого волно­вого аппарата,— это что интенсивность может быть *любой ве­личины.* Когда источник движется еле-еле, то и детектор пока­зывает тоже чуть заметное движение. Если же движение возрастет, то и в детекторе интенсивность подскочит. Интенсив­ность волны может быть какой угодно. Мы уже *не скажем,* что в интенсивности есть какая-то «порционность».

Заставим теперь волновой источник работать стабильно, а сами начнем измерять интенсивность волн при различных значениях *х.* Мы получим интересную кривую (кривая I12 на фиг. 37.2,в).

Но мы уже видели, откуда могут возникать такие картин­ки,— это было тогда, когда мы изучали интерференцию элек­трических волн. И здесь можно видеть, как первоначальная волна дифрагирует на отверстиях, как от каждой щели расходят­ся круги волн. Если на время одну щель прикрыть и измерить распределение интенсивности у поглотителя, то кривые вый­дут довольно простыми (см. фиг. 37.2,б)

*Фиг. 37.2. Опыт с волнами на воде.*

Кривая I1 — это интенсивность волн от щели 1 (когда ее измеряли, щель 2 была закрыта), а кривая I2 — интенсивность волн от щели 2 (при закрытой щели 1).

Мы видим со всей определенностью, что интенсивность /12, наблюдаемая, когда оба отверстия открыты, *не равна* сум­ме интенсивностей I1и I2. Мы говорим, что здесь происходит «интерференция», наложение двух волн. В некоторых местах: (где на кривой Ii2 наблюдается максимум) волны оказываются «в фазе», пики волн складываются вместе, давая большую ам­плитуду и тем самым большую интенсивность. В этих местах говорят о «конструктивной интерференции». Она наблюдается в тех местах, расстояние которых от одной из щелей на целое число длин волн больше (или меньше) расстояния от другой.

А в тех местах, куда две волны приходят со сдвигом фаз π(т. е. находятся «в противофазе»), движение водил представ­ляет собой разность двух амплитуд. Волны «интерферируют деструктивно», интенсивность получается маленькой. Это бывает там, где расстояние от щели 1 до детектора отличается от расстояния между детектором и щелью 2 на нечетное число полуволн. Малые значения I12 на фиг. 37.2 отвечают местам, где две волны интерферируют деструктивно.

Вспомните теперь, что количественную связь между I1, I2 и I12 можно выразить следующим образом: мгновенная высо­та волны в детекторе от щели 1 может быть представлена в виде (действительной части) *h’1eiωt,* где «амплитуда» h’1*,* вообще говоря, комплексное число. Интенсивность пропорциональна среднему квадрату высоты, или, пользуясь комплексными числами, |h’1|2. Высота волн от щели 2 тоже равна h2eiωt, а интенсивность пропорциональна |h’2|2. Когда обе щели открыты, высоты волн складываются, давая высоту (h’1+h’2)eiωt

C:\1\pic\gray.jpgи интенсивность |h1+h2|2. Множитель пропорциональности нас сейчас не интересует, так что формулу для *интерфери­рующих* волн можно записать в виде

C:\1\pic\gray.jpgВы видите, что ничего похожего на то, что было с пулями, не получается. Раскрыв h1+h2|2, мы напишем

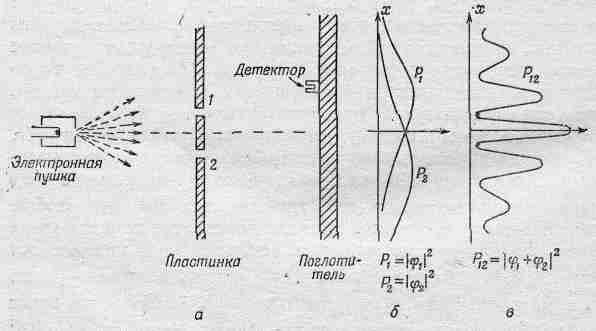
C:\1\pic\gray.jpgгде δ-—разность фаз между h1 и h2 . Вводя интенсивности из (37.2), можем написать

Последний член и есть «интерференционный член».

На этом мы покончим с волнами. *Интенсивность их мо­жет быть любой, между ними возникает интерференция.*

**§ 4. Опыт с электронами**

Представим себе теперь такой *же* опыт с электронами. Схема его изображена на фиг. 37.3. Мы поставим электронную пушку, которая состоит из вольфрамовой проволочки, нагреваемой то­ком и помещенной в металлическую коробку с отверстием. Если на проволочку подано отрицательное напряжение, а на короб­ку — положительное, то электроны, испущенные проволокой, будут разгоняться стенками и некоторые из них проскочат сквозь отверстие. Все электроны, которые выскочат из пушки, будут обладать (примерно) одинаковой энергией. А перед пуш­кой мы поставим снова стенку (на этот раз тонкую металлическую пластинку) с двумя дырочками

*Фиг. 37.3. Опыт с электронами.*

За стенкой стоит другая пластинка, она служит «земляным валом», поглотителем. Перед нею — подвижный детектор, скажем счетчик Гейгера, а еще лучше — электронный умножитель, к которому подсоединен динамик.

Заранее предупреждаем вас: не пытайтесь проделать этот опыт (в отличие от первых двух, которые вы, быть может, уже проделали). Этот опыт никогда никто так не ставил. Все дело в том, что для получения интересующих нас эффектов при­бор должен быть чересчур миниатюрным. Мы с вами ставим сейчас «мысленный эксперимент», отличающийся от других тем, что его легко обдумать. Что *должно* в нем получиться, из­вестно заранее, потому что уже проделано множество опытов на приборах, размеры и пропорции которых были подобраны так, чтобы стал заметен тот эффект, который мы сейчас опишем.

Первое, что мы замечаем в нашем опыте с электронами, это резкие «щелк», «щелк», доносящиеся из детектора (вернее, из динамика). Все «щелк» одинаковы. *Никаких* «полу­щелков».

Мы замечаем также, что они следуют совершенно не регулярно. Скажем, так: щелк..... щелк-щелк... щелк.........

щелк .... щелк-щелк ... ... щелк ... и т. д. Кому случалось видеть

счетчик Гейгера, знает, как он щелкает. Если подсчитать, сколь­ко раз динамик щелкнул за достаточно длительное время (ска­жем, за несколько минут), а потом снова подсчитать, сколько он отщелкал за другой такой же промежуток времени, то оба числа будут почти одинаковыми. Можно поэтому говорить о *средней частоте,* с которой слышатся щелчки (столько-то «щелк» в минуту в среднем).

Когда мы переставляем детектор, *частота* щелчков то рас­тет, то падает, но величина (громкость) каждого «щелк» всегда остается одной и той же. Если мы охладим проволоку в пушке, частота щелчков спадет, но каждый «щелк» будет звучать, как прежде. Поставим у поглотителя два отдельных детектора; тогда мы сразу заметим, что щелкает *то* один из них, *то* другой, но никогда оба вместе. (Разве что иногда наше ухо не раз­делит двух щелчков, последовавших очень быстро один за дру­гим.) Мы заключаем поэтому, что все, что попадает в детектор, приходит туда «порциями». Все «порции» одной величины; в детектор (или поглотитель) попадает только целая «порция»; в каждый момент в поглотитель попадает только одна порция, Мы говорим: «Электроны всегда приходят одинаковыми пор­циями».

Как и в опыте со стрельбой из пулемета, мы попытаемся теперь поискать в новом опыте ответ на вопрос: «Какова отно­сительная вероятность того, что электронная «порция» попадет в поглотитель на разных расстояниях *х* от середины?» Как и в том опыте, мы получим относительную вероятность, подсчи­тывая частоту щелчков при стабильно работающей пушке. Вероятность, что порции окажутся на определенном расстоя­нии *х,* пропорциональна средней частоте щелчков при этом *х.* В результате нашего опыта получена интереснейшая кривая p12*,* изображенная на фиг. 37.3,в. Да! Именно так и ведут себя электроны!

**§ 5.** **Интерференция** **электронных** **волн**

Попытаемся проанализировать кривую на фиг. 37.3 и посмотрим, сможем ли мы понять поведение электронов. Первое, что хочется отметить, это что раз они приходят порциями, то каждая из порций (ее тоже естественно именовать электроном) проходит либо сквозь отверстие 1, либо сквозь отверстие 2. Мы зафиксируем это в виде «Утверждения».

*Утверждение А;* Каждый электрон проходит *либо* сквозь отверстие 1, *либо* сквозь отверстие 2.

Если это предположить, то все электроны, достигшие пог­лотителя, можно разбить на два класса: 1) проникшие сквозь отверстие 1; 2) проникшие сквозь отверстие 2. Значит, получен­ная кривая — это сумма эффектов от электронов, прошедших сквозь отверстие 1, и электронов, прошедших сквозь отверстие 2. Давайте проверим это соображение экспериментально. Сна­чала проведем измерения с электронами, которые пройдут сквозь отверстие 1. Закроем отверстие 2 и подсчитаем щелчки в детекторе. Из частоты щелчков мы получим значение *P1.* Результат измерений показан на кривой *pi* фиг. 37.3,б. Выгля­дит это вполне разумно. Точно таким же образом измерим *p2 —* распределение вероятностей для электронов, прошедших сквозь отверстие 2. Оно тоже показано на рисунке.

Кривая *P12,* полученная, когда *оба* отверстия открыты, яв­ным образом не совпадает с суммой *P1* + *P2* (суммой вероятно­стей при только одном работающем отверстии). По аналогии с нашим опытом с волнами на воде мы скажем: «Здесь есть интер­ференция»:

Для электронов: *Р*12 *≠Р1-\-Р2 .* (37.5)

Откуда же могла появиться интерференция? Может, надо •сказать так: «То, что порции проходят либо сквозь отверстие 1, либо сквозь отверстие 2,— это, по-видимому, *неверно,* ведь если бы это было так, то складывались бы вероятности. Должно быть, их движение сложней. Они разбиваются пополам и...» Да нет же! Это невозможно, они ведь всегда приходят целыми порциями... «Ну ладно, тогда может кое-кто из них, пройдя сквозь отверстие 1, заворачивает в 2, а после опять в 1, и так несколько раз, или еще как-то бродит по обоим отверстиям.

Тогда, закрыв отверстие 2, мы отрежем им путь и изменим ве­роятность того, что электрон, *выйдя* из отверстия 1, попадет в конце концов в поглотитель...» Но посмотрите-ка! Ведь есть такие точки на кривой, в которые при *обоих* открытых отвер­стиях попадает очень мало электронов, а при одном *закрытом* отверстии их попадает гораздо *больше.* Выходит, закрытие од­ного отверстия увеличивает число электронов, проходящих через другое. И наоборот, середина кривой *P12* более чем вдвое превышает сумму *p1+p2.* Здесь, *закрыв* одно отверстие, вы тем самым *уменьшаете* число электронов, проходящих сквозь другое. Объяснить *оба* эффекта, предполагая, что электроны блуждают по сложным траекториям, пожалуй, довольно трудно.

Все это выглядит весьма таинственно. И тем таинственней, чем больше об этом думаешь. Идей, объясняющих кривую Р12 как результат сложного движения отдельных электронов через оба отверстия, было сфабриковано немало. Но ни одна из этих попыток не была успешной. Ни одна не смогла выразить Р12 через *P1* и Р*2 .*

При этом, как ни странно, *математика,* связывающая p1 и *Р2* с *p12,* проста до чрезвычайности. Ведь кривая P*12* ничем не отличается от кривой I12 на фиг. 37.2, а *последнюю-то* полу­чить очень просто. То, что приближается к поглотителю, может быть описано двумя комплексными числами ϕ1 и ϕ2 (это функ­ции от *х).* Квадрат абсолютной величины ϕ1 дает эффект от од­ного отверстия 1: P1=|ϕ1|2. Эффект, полученный при открытом отверстии 2, точно таким же образом получается из ϕ2, т. е. Р2=|ϕ212. А общее действие обоих отверстий выразится в виде P12=|ϕ1+ϕ2|2. *Выкладки* абсолютно те же, что и для волн на воде! (А попробуйте-ка, кстати, получить такой простой резуль­тат, считая, что электроны шныряют взад и вперед сквозь пластинку по необычным траекториям.)

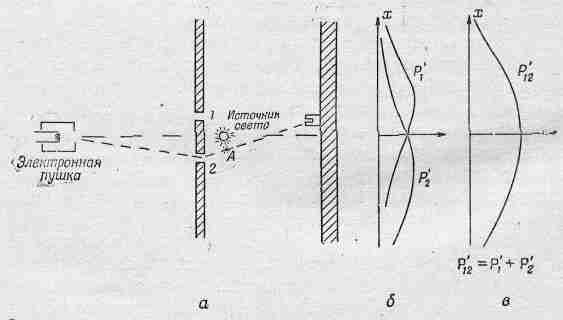
В конце концов мы приходим к следующему заключению: электроны приходят порциями, подобно частицам, а вероят­ность прибытия этих порций распределена так же, как и интен­сивность волн. Именно в этом смысле электрон и ведет себя «частично как частица, а частью как волна».

Заметим, кстати, что, имея дело с классическими волнами, мы определили интенсивность как среднее по времени от квад­рата амплитуды волны и применили комплексные числа как математический прием, облегчающий расчеты. Но в квантовой механике амплитуды *обязаны* представляться комплексными числами. Одной только действительной части амплитуд недостаточно. Пока, впрочем, это выглядит лишь как техническая подробность, потому что формулы с виду одни и те же.

А поскольку вероятность прохода сквозь оба отверстия вы­ражается столь просто (хотя и не равна сумме P1+Р2),то больше по этому поводу сказать нечего. Но имеется еще мно­жество тонкостей, связанных с таким поведением природы. Хотелось бы рассказать о некоторых из них. Во-первых, раз число частиц, достигающих определенной точки, не равно числу прохождений сквозь отверстие 1 плюс число прохождений че­рез отверстие 2 (как этого можно было ожидать, основываясь на «Утверждении А»), то, несомненно, *«Утверждение А» неверно. Неверно,* что электроны проходят *либо* сквозь отверстие 1, *либо* сквозь отверстие 2. Но этот вывод можно проверить и иначе.

**§ 6. Как проследить за электроном?**

Попытаемся проделать такой опыт. В наш электронный при­бор как раз за стенкой между двумя отверстиями поместим сильный источник света (фиг. 37.4). Известно, что электричес­кие заряды рассеивают свет. Поэтому, каким бы путем электрон ни прошел к детектору, он обязательно рассеет немного света в наш глаз, и мы *увидим,* где он проскочил. Скажем, если он проскользнет сквозь отверстие 2, как это показано на рисунке, то мы увидим, как где-то около точки *А* что-то блеснуло. Если же он проскочит сквозь верхнее отверстие, то блеснет где-то поблизости от отверстия 1. А если бы случилось так, что свет блеснет сразу в двух местах, потому что электрон разделился пополам, то ... Но лучше приступим к опыту!

Вот что мы увидим: *всякий раз,* когда мы слышим из детек­тора «щелк», мы *также видим* вспышку света *или* у отверстия 1, *или* у отверстия 2, но *никогда* у обоих отверстий сразу! Так происходит при любом положении детектора. Отсюда мы делаем вывод, что когда мы смотрим на электрон, то обнаруживаем, что он проходит или через одно отверстие, или через другое.

*Фиг. 37.4. Другой опыт с электронами.*

«Утверждение А», как показывает эксперимент, выполняется с необходимостью.

Что же в таком случае неверно в наших доводах *против* правильности «Утверждения А»? Почему же все-таки P12 *не равно* p1+Р2? Продолжим наш опыт! Давайте проследим за электронами и посмотрим, что они поделывают. Для каж­дого положения детектора (для каждого фиксированного *х)* мы подсчитаем, сколько электронов в него попало, и *одновременно* проследим (наблюдая вспышки), через какие отверстия они прошли. Следить мы будем так: услышав «щелк», мы поставим палочку в первом столбце, если заметим вспышку у первого отверстия; если же вспышка блеснет у отверстия 2, то мы отме­тим это палочкой во второй колонке. Каждый попадающий в детектор электрон будет отнесен к одному из двух классов: либо к классу электронов, проникших сквозь отверстие 1, либо к классу электронов, проникших сквозь отверстие 2. Количество палочек, накопившихся в первой колонке, даст нам р1 — вероятность того, что электрон пройдет к детектору сквозь отверстие 1; точно так же вторая колонка даст Р'2 *—* вероят­ность того, что электрон воспользовался отверстием 2. Повторив эти измерения для многих значений *х,* мы получим кривые р'1 и Р'2, показанные на фиг. 37.4,б.

Ну что *ж,* ничего неожиданного в них нет! Кривая P'1 вышла похожей на кривую P1, которая получалась, когда от­верстие 2 закрывали, а кривая P'2 похожа на то, что мы полу­чали, когда закрывали отверстие 1. Итак, никаких блужданий от дырки к дырке *не существует.* Когда мы следим за электро­нами, то оказывается, что они проникают сквозь стенку со щелями в точности так, как мы ожидали. Закрыты ли отверстия или открыты, все равно те электроны, которые мы видели про­никающими сквозь отверстие 1, распределены одинаково.

Но погодите! Какова же *теперь полная* вероятность — ве­роятность того, что электрон попал в детектор любым путем? У нас уже есть сведения об этом. Сделаем вид, что мы не заме­чали световых вспышек, т. е. сложим палочки, стоящие в обеих колонках. Нам нужно только *сложить числа.* Для вероятности того, что электрон попал в поглотитель, пройдя через *любое* из отверстий, мы действительно получим Р'12 = *P1+p2.* Выходит, что, хоть нам и удалось проследить, через какое от­верстие проходят электроны, никакой прежней интерференцион­ной кривой p12не вышло, получилась новая кривая Р'12 — кривая без интерференции! А выключите свет — и снова воз­никнет Р12.

Мы приходим к заключению, что, *когда мы смотрим на электроны,* распределение их на экране совсем не такое, как тогда, когда на них не смотрят. Уж не от включения ли света меняется ход событий? Должно быть, электроны — вещь очень деликатная; свет, рассеиваясь на электронах, толкает их и меняет их движение. Мы ведь знаем, что электрическое поле, дей­ствуя на заряд, прилагает к нему силу. От этого, по-видимому, и следует ожидать изменения движения. Во всяком случае, свет оказывает на электроны большое влияние. Пытаясь «проследить» за электронами, мы изменили их движение. Толчки, испыты­ваемые электронами при рассеянии фотонов, очевидно, таковы, что движение электронов сильно изменяется: электрон, который прежде *мог* попасть в максимум P*12 ,* теперь приземляется в ми­нимуме Р12; вот поэтому никакой интерференции и не заметно.

«Но к чему же такой яркий источник света? — можете вы подумать.— Сбавьте яркость! Световые волны ослабнут и не смогут так сильно возмущать электроны; ослабляя свет все больше и больше, можно в принципе добиться того, что воздей­ствием света на электрон можно будет вообще пренебречь». Будь по-вашему. Давайте попробуем.

Первое, что мы замечаем, это что блеск света, рассеянного на электронах, *не слабеет. Сила вспышек остается прежней.* От того, что свет стал тускнеть, изменилось лишь одно: времена­ми, услышав щелчок детектора, мы *никакой вспышки* не заме­чаем; электрон прошел незамеченным. Мы просто обнаружива­ем, что свет ведет себя так же, как электроны: мы *знаем,* что он «волнист», а теперь убеждаемся, что он к тому же распро­страняется «порциями». Он доставляется—или рассеивается — порциями, которые мы называем «фотонами». Понижая *интен­сивность* источника света, мы не меняем *величины* фотонов, а меняем только *темп,* с каким они испускаются. *Этим* и объяс­няется, почему при притушенном свете некоторые электроны проскальзывают к детектору незаметно. Просто как раз в тот момент, когда электрон двигался к детектору, фотона в нужном месте не оказалось.

Все это немного нас обескураживает. Если правильно, что всякий раз, когда мы «видим» электрон, получаются одинаковые вспышки, то *все* увиденные нами до сего времени электроны были возмущенными электронами. Давайте тогда опыт с тусклым светом проведем иначе. Теперь, услышав щелчок в детекторе, мы будем ставить палочку в одну из *трех* колонок: в первую, если электрон замечен у отверстия 1, во вторую, если его ви­дели у отверстия 2, и в третью, если его вообще не видели. Обработав данные (рассчитав вероятности), мы получим следую­щие результаты: «виденные у отверстия 1» будут распределены по закону P'1 , «виденные у отверстия 2» — по закону Р'2 (так что «виденные либо у отверстия 1, либо у отверстия 2» распреде­ляются по закону p'12*),* а «незамеченные» распределены «волноподобно», как Р*12* на фиг. 37.3! *Если электроны не видимы, возникает интерференция!*

Это уже можно понять. Когда мы не видим электрон, значит, фотон не возмутил его; а если уж мы его заметили, значит, он возмущен фотоном. Степень возмущения всегда одна и та же, потому что все фотоны света производят эффекты одинаковой величины, достаточной для того, чтобы смазать любые интерфе­ренционные эффекты.

Но нет ли *хоть какого-нибудь* способа увидеть электрон, не возмущая его? Мы уже говорили о том, что импульс, уноси­мый фотоном, обратно пропорционален его длине волны (р=h/λ). Чем больше импульс у фотона, тем сильнее он толкает электрон, когда рассеивается на нем. Ага! Раз мы хотим как можно слабее возмущать электроны, то не стоит снижать *ин­тенсивность* света, лучше снизить его *частоту* (или, что то же самое, увеличить длину волны). Нужно осветить электроны красным светом. Можно воспользоваться даже инфракрасным светом или радиоволнами (как в радаре). При помощи оборудо­вания, приспособленного для восприятия длинноволнового света, можно тоже разглядеть, куда направился электрон. Может быть, более «мягкий» свет поможет нам избежать сильного воз­мущения электронов.

Ну что ж, примемся экспериментировать с длинными вол­нами. Будем повторять наш опыт, увеличивая все больше и больше длину волны. На первых порах ничего не изменится, все результаты будут прежними. А потом произойдет ужасно неприятная вещь. Вы помните, что, изучая микроскоп, мы заметили, что вследствие *волновой природы* света появляются ограничения на расстояния, на которых два пятна еще не сли­ваются в одно. Это расстояния порядка длины волны света. И вот теперь это ограничение опять всплывает. Как только длина волны сравняется с промежутком между отверстиями, вспышки станут такими размытыми, что невозможно будет разобрать, возле какого отверстия произошла вспышка! Мы не сможем больше угадывать, какой дыркой воспользовался электрон! Известно, что где-то проскочил, а где — неясно! И это как раз при таком цвете, когда толчки становятся еле заметными, а кривая Р'12 начинает походить на P12 *,* т. е. начи­нает чувствоваться интерференция. И только при длинах волн, намного превышающих расстояние между отверстиями (когда уже нет никакой возможности разобрать, куда прошел элект­рон), возмущение, причиняемое светом, становится таким сла­бым, что снова появляется кривая Р12 (см. фиг. 37.3).

В нашем опыте мы обнаружили, что невозможно приспосо­бить свет для того, чтобы узнавать, через какое отверстие про­ник электрон, и в то же время не исказить картины. Гейзенберг предположил, что новые законы природы были бы совместимы друг с другом только в том случае, если бы существовали некоторые фундаментальные ограничения на наши эксперименталь­ные возможности, ограничения, которых прежде не замечали. Он предложил в качестве общего принципа свой *принцип неоп­ределенности.* В терминах нашего эксперимента он звучит следующим образом: «Невозможно соорудить аппарат для опре­деления того, через какое отверстие проходит электрон, не воз­мущая электрон до такой степени, что интерференционная кар­тина пропадает». Если аппарат способен определять, через какую щель проходит электрон, он *не способен* оказаться столь деликатным, чтобы не исказить картину самым существенным образом. Никому никогда не удалось изобрести или просто указать способ, как обойти принцип неопределенности. Значит, мы обязаны допустить, что он описывает одну из основных ха­рактеристик природы.

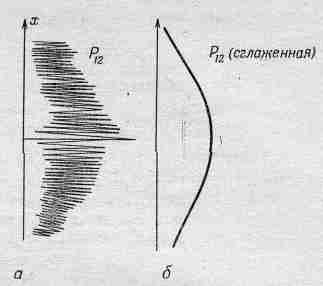
Полная теория квантовой механики, которой мы в настоя­щее время пользуемся для описания атомов, а значит, и всего вещества, зависит от правильности принципа неопределенности. Квантовая механика весьма успешно справляется со своими задачами; это укрепляет нашу веру в принцип. Но если когда-нибудь удастся «разгромить» принцип неопределенности, то квантовая механика начнет давать несогласованные результа­ты и ее придется исключить из рядов правильных теорий явле­ний природы.

«Ну, хорошо,— скажете вы,— а как же быть с «Утвержде­нием А»? Значит, верно все-таки, что электрон проходит либо сквозь отверстие 1, либо сквозь 2? Или же это *неверно?»* Един­ственный ответ, который может быть дан, таков: мы нашли из опыта, что существует некоторый определенный способ, которым мы должны рассуждать, чтобы не прийти к противо­речиям.

Вот как мы обязаны рассуждать, чтобы не делать ошибочных предсказаний. Если вы следите за отверстиями, а точнее, если у вас есть прибор, способный узнавать, сквозь какое отверстие **из** двух проник электрон, то вы *можете* говорить, что он прошел сквозь отверстие 1 (или 2). *Но* если вы *не* пытались узнать, где прошел электрон, если в опыте не было ничего возмущавшего электроны, то вы *не смеете* думать, что электрон прошел либо сквозь отверстие 1, либо сквозь отверстие 2. Если вы все же начнете так думать и затем делать из этой мысли различные выводы, то, несомненно, натворите ошибок в своем анализе. Вы вынуждены балансировать на этом логическом канате, если хотите успешно описывать природу.

• • •

Если движение всего вещества, подобно электронам, нужно описывать, пользуясь волновыми понятиями, то как быть с пулями в нашем первом опыте?

*Фиг. 37.5. Интерференционная картина при рассеянии пуль.*

*а — истинная (схематично); б — на­блюдаемая.*

Почему мы не увидели там интерференционной картины? Дело оказывается в том, что у пуль длина волны столь незначительна, что интерференцион­ные полосы становятся очень тонкими. Столь тонкими, что никакой детектор разумных размеров не разделит их на отдель­ные максимумы и минимумы. Мы с вами видели только нечто усредненное — это и есть классическая кривая. На фиг. 37.5 мы попытались схематически изобразить, что происходит с крупными телами. На фиг. 37.5, *а* показано распределение ве­роятностей для пуль, предсказываемое квантовой механикой. Предполагается, что резкие колебания должны дать представ­ление об интерференционной картине от очень коротких волн. Но любой физический детектор неизбежно вынужден будет накрыть сразу множество зигзагов этой кривой, так что изме­рения, проведенные с его помощью, дадут плавную кривую, показанную на фиг. 37.5,6.

**§ 7. Начальные принципы квантовой мвханики**

Теперь подытожим основные выводы из наших опытов. Сделаем мы это в такой форме, чтобы они оказались справедли­выми для всего класса подобных опытов. Сводку итогов можно записать проще, если сперва определить «идеальный опыт», т. е. опыт, в котором отсутствуют неопределенные внешние влияния и нет никаких не поддающихся учету изменений, колебаний и т. д. Точная формулировка будет такова: «Идеаль­ным опытом называется такой, в котором все начальные и ко­нечные условия опыта полностью определены». Такую сово­купность начальных и конечных условий мы будем называть «событием». (Например: «электрон вылетает из пушки, попада­ет в детектор, и больше ничего не происходит».) А сейчас дадим нашу сводку выводов.

СВОДКА ВЫВОДОВ

1. Вероятность события в идеальном опыте дается квадра­том абсолютной величины комплексного числа ϕ, назы­ваемого амплитудой вероятности.

Р *—* вероятность,

ϕ — амплитуда вероятности, (37 6)

Р=|ϕ|2.

Если событие может произойти несколькими взаимно исключающими способами, то амплитуда вероятности со­бытия — это сумма амплитуд вероятностей каждого отдель­ного способа. Возникает интерференция.

C:\1\pic\gray.jpg(37.7)

3) Если ставится опыт, позволяющий узнать, какой из этих взаимно исключающих способов на самом деле осуще­ствляется, то вероятность события—это сумма вероятно­стей каждого отдельного способа. Интерференция отсут­ствует.

P = P1 +P2 (37.8)

• • •

Быть может, вам все еще хочется выяснить: «А почему это? Какой механизм прячется за этим законом?» Так вот: никому никакого механизма отыскать не удалось. Никто в мире не смо­жет вам «объяснить» ни на капельку больше того, что «объяс­нили» мы. Никто не даст вам никакого более глубокого представ­ления о положении вещей. У нас их нет, нет представлений о более фундаментальной механике, из которой можно вывести эти результаты.

*Мы хотели бы подчеркнуть очень важное различие между классической и квантовой механикой.* Мы уже говорили о веро­ятности того, что электрон попадает туда-то и туда-то в данных обстоятельствах. Мы подразумевали, что с нашим (да и с са­мым лучшим) экспериментальным устройством невозможно бу­дет предсказывать точно, что произойдет. Мы способны только определять шансы! Это означало бы, если это утверждение пра­вильно, что физика отказалась от попыток предсказывать точно, что произойдет в определенных условиях. Да! Физика и *впрямь* сдалась. *Мы не умеем предсказывать, что должно было бы случиться в данных обстоятельствах.* Мало того, мы уверены, что это немыслимо: единственное, что поддается предвычислению,— это вероятность различных событий. Прихо­дится признать, что мы изменили нашим прежним идеалам понимания природы. Может быть, это шаг назад, но никто не научил нас, как избежать его!

Сделаем теперь несколько замечаний об одном утвержде­нии, которое иногда делали те, кто не хотел пользоваться приведенным описанием. Они говорили: «Может быть, в электроне происходят какие-то внутренние процессы, имеются какие-то внутренние переменные, о чем мы пока ничего не знаем. Может быть, именно поэтому мы не умеем предугадывать, что случит­ся. А если бы мы могли попристальней вглядеться в электрон, то смогли бы сказать, куда он придет». Насколько нам извест­но, такой возможности нет. Трудности все равно остаются. Предположим, что внутри электрона есть механизм какого-то рода, определяющий, куда электрон собирается попасть. Тогда эта машина должна определить *также,* через какое от­верстие он намерен проследовать. Но не забывайте, что вся эта внутриэлектронная механика не должна зависеть от того, что делаем *мы,* и, в частности, от того, открыли мы данное отверстие или нет. Значит, если электрон, отправляясь в путь, уже прикинул, сквозь какую дырку он протиснется и где он приземлится, то для электронов, облюбовавших отверстие 1, мы получим распределение P1, а для остальных — распреде­ление *p2.* А тогда для тех электронов, которые прошли через оба отверстия, *с необходимостью* распределение окажется сум­мой *P1+P2 .* Не видно способа обойти этот вывод. Но мы экспериментально доказали, что он неверен. Никто еще не нашел отгадки этой головоломки. Стало быть, в настоящее время приходится ограничиваться расчетом вероятностей. Мы говорим «в настоящее время», но мы очень серьезно подозре­ваем, что все это — уже навсегда и разгрызть этот орешек че­ловеку не по зубам, ибо *такова природа вещей.*

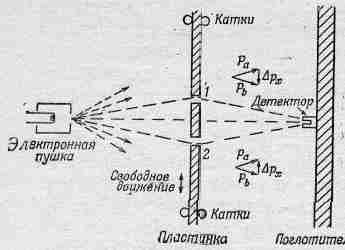
**§ 8. Принцип неопределенности**

Вот как сам Гейзенберг сформулировал свой принцип не­определенности: если вы изучаете какое-то тело и вы в состоянии определить z-компоненту импульса тела с неопределенностью Δр, то вы не можете одновременно определить координату *х* тела с точностью, большей чем Δx= h/Δр.

Произведение неопределенностей в положении тела и в его импульсе в любой момент должно быть больше постоянной Планка. Это частный случай принципа неопределенности. Более, общая формулировка была высказана в предыдущем параг­рафе: нельзя никаким образом устроить прибор, определяю­щий, какое из двух взаимно исключающих событий осуществилось, без того, чтобы в то же время не разрушилась интерфе­ренционная картина.

Сейчас на одном частном случае мы покажем, что, если не иметь в своем распоряжении какого-нибудь принципа, наподо­бие принципа Гейзенберга, трудностей избежать никак нельзя. Представим себе такое видоизменение опыта, показанного на фиг. 37.3, в котором стенкой с отверстиями служит пластинка на катках, способная откатываться вверх и вниз (в x-направлении),

как показано на фиг. 37.6.

*Фиг. 37.6. Опыт, в котором измеряется отдача стенки.*

Внимательно следя за дви­жением пластинки, можно попытаться узнать, сквозь какое отверстие прошел электрон. Представьте, что случится, когда детектор поставят в точку *х=*0. Когда электрон проходит через отверстие 1, он должен отклониться вниз от пластинки, чтобы попасть в детектор. Так как изменилась вертикальная компонента импульса, то к пластинке приложится сила отда­чи — тот же импульс, но в противоположном направлении. Пластинка испытает толчок вверх. А когда электрон пройдет сквозь нижнее отверстие, пластинка почувствует толчок вниз. И при любом другом положении детектора импульс, получае­мый пластинкой, будет тоже неодинаков: когда электрон проска­кивает через верхнюю дырку — один, когда сквозь нижнюю — другой. И, значит, не трогая электрон, ни капельки не воз­мущая его, а лишь следя за *пластинкой,* можно узнать, каким путем воспользовался электрон.

Чтобы определить это, нам нужно только знать, каков был импульс экрана до прихода электрона. Тогда, измерив импульс экрана после пролета электрона, мы сразу увидим, насколько он переменился. Но вспомните, что, согласно принципу неоп­ределенности, при этом уже невозможно будет знать положение пластинки с произвольной точностью. Однако если мы не зна­ем точно, *где* она находится, как же мы узнаем, где эти два отверстия? Для каждого нового электрона, проникающего сквозь пластинку, отверстия окажутся на новом месте. А это значит, что центр нашей интерференционной картины для каж­дого электрона тоже будет на новом месте. Интерференционные полосы (колебания вероятности) смажутся. В следующей гла­ве мы докажем численно, что при измерении импульса плас­тинки (достаточно точном для того, чтобы из измерений отдачи узнать номер отверстия) неопределенности в координате *х* пластинки как раз хватит на то, чтобы сдвинуть возникающую в детекторе картину вверх или вниз на расстояние от максимума до ближайшего минимума. От этих случайных сдвигов кар­тина интерференции размажется и от нее, в конце концов, не останется и следа.

Принцип неопределенности «спасает» квантовую механику. Гейзенберг понимал, что если б можно было с большей точно­стью измерять и положение, и импульс одновременно, то кван­товая механика рухнула бы. Вот он и допустил, что это невоз­можно. Тогда люди принялись придумывать способы, как все-таки это сделать. Но никому не удалось представить себе способ, как измерять положение и импульс чего угодно — эк­рана, электрона, биллиардного шара, любого предмета — с большей точностью. И квантовая механика продолжает вести свой рискованный, впрочем, вполне четко очерченный образ жизни.

***Глава 38***

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ВОЛНОВОЙ И КОРПУСКУЛЯРНОЙ ТОЧКАМИ ЗРЕНИЯ

[**§ 1. Волны** **амплитуды вероятности**](#а1)

[**§ 2. Измерение пол****ожения и импульса**](#а2)

[**§ 3. Дифракция на** **кристалле**](#а3)

[**§ 4. Размер а****тома**](#а4)

[**§ 5. Уровни** **энергии**](#а5)

[§ 6. Немного  философии](#а6)

**§ 1. Волны амплитуды вероятности**

**В этой главе мы с вами обсудим соотношение между волновой и корпускулярной точками зрения. Из предыдущей главы мы уже знаем, что ни та, ни другая неверны. Обычно мы всегда старались формулировать понятия аккуратно или по крайней мере, достаточно точно, чтобы при дальнейшем изучении их не пришлось бы менять. Разрешалось их расширять, обобщать, но уже никак не менять! Но как только мы пытаемся говорить об электроне как волне или об элект­роне как частице, то любая из этих точек зре­ния рано или поздно меняется, ведь обе они приблизительны. Поэтому все, что мы изучим в этой главе, в каком-то смысле неправильно; будут высказаны некие полуинтуитивные со­ображения, которым со временем предстоит уточняться, и кое-что придется слегка изме­нить, когда мы их уточним с помощью кванто­вой механики. Причина в том, что, не собираясь сейчас штудировать квантовую механику по всем правилам, мы хотим получить, по край­ней мере, представление о характере эффектов, которые мы там обнаружим. Да и к тому же весь наш опыт относится либо к волнам, либо к частицам, и поэтому весьма удобно исполь­зовать то те, то другие представления, чтобы добиться некоторого понимания того, что про­изойдет в определенных обстоятельствах, пока мы еще не знаем всей математики квантовомеханических амплитуд. По мере нашего продвиже­ния вперед мы будем стараться прояснять самые слабые места. Впрочем, многие из этих мест почти верны, все дело просто в толковании.**

Прежде всего, мы уже знаем, что новый, выдвигаемый кван­товой механикой способ изображать мир — новая система ми­ра — состоит в том, чтобы задавать амплитуду любого события, которое может случиться. Если событие состоит в регистрации частицы, то можно задать амплитуду обнаружения этой части­цы в тех или иных местах и в то или иное время. Вероятность обнаружить частицу тогда будет пропорциональна квадрату абсолютной величины амплитуды. Вообще говоря, вероятность обнаружить частицу в каком-то месте и в какое-то время ме­няется в зависимости от места и от времени.

В частном случае амплитуда может изменяться синусои­дально в пространстве и времени по закону exp[i(ωt-k•r)] (не забывайте, что амплитуда — число комплексное, а не дей­ствительное); тогда в нее входит определенная частота ω и определенный волновой вектор k (величина k=|k| называется *волновым числом).* Это отвечает той предельной классической ситуации, когда можно считать, что имеется частица с извест­ной энергией *Е,* которая связана с частотой соотношением

C:\1\pic\gray.jpg

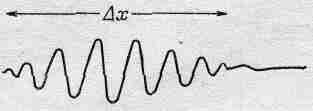
(38.1)

и с известным импульсом р, связанным с волновым вектором формулой

C:\1\pic\gray.jpg(38.2)

Это означает, что понятие частицы ограниченно. Само понятие частицы, понятие ее положения, ее импульса и т. д., которым мы так часто пользуемся, в некотором смысле не является удовлетворительным. Например, когда амплитуда, относящаяся к событию обнаружения частицы в том или ином месте, дается функцией exp[i(ωt-k•r)], равной по абсолютной величине единице, то это значит, что вероятность обнаружить частицу одинакова для любой точки. Получается, что тогда мы просто не знаем, *где* она находится. Она может оказаться где угодно, ее положение в высшей 'степени неопределенно.

Когда же положение частицы более или менее известно, когда оно может быть предсказано довольно точно, то вероят­ность того или иного ее местоположения должна быть отлична от нуля в определенной области, имеющей, скажем, длину Δx. Вне этой области вероятность равна нулю. Вероятность — это квадрат абсолютной величины амплитуды. Когда квадрат абсолютной величины равен нулю, то и амплитуда равна нулю.

*Фиг. 38.1. Волновой пакет длиной Δx.*

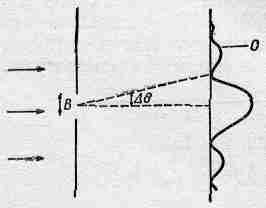
Выходит, что амплитуда описывает цуг волн протяженностью Δx (фиг. 38.1), а длине волны (расстоянию между горбами волн) в цуге волн соответствует некоторое значение импульса час­тицы.

Здесь мы сталкиваемся со странным и в то же время очень простым явлением, никак непосредственно с квантовой меха­никой не связанным. Оно известно всем, кто занимался волна­ми, даже не зная квантовой механики, а именно: *нельзя одно­значно определить длину волны для короткого цуга волн.* У такого цуга *нет* определенной длины волн; в волновом числе имеется неопределенность, связанная с конечной длиной цуга, а значит, и неопределенность в импульсе.

**§ 2. Измерение положения и импульса**

Чтобы понять, почему в квантовой механике появляется неопределенность в положении и (или) в импульсе, рассмотрим два примера. Мы уже видели раньше, что если бы этого не было, если бы можно было параллельно измерять и местонахождение, и импульс какого-то тела, то возник бы парадокс. К счастью, парадокса не возникает, а то обстоятельство, что неопределен­ность естественным образом вытекает из волновой картины, свидетельствует, что все здесь взаимосвязано.

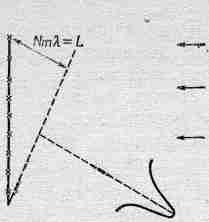
Вот первый пример, показывающий связь импульса и коор­динаты в условиях, которые легко себе представить. Пусть сквозь единственную щель в экране проникают частицы, при­шедшие издалека и обладающие определенной энергией. Дви­жутся все они горизонтально (фиг. 38.2). Сосредоточим наше внимание на вертикальной составляющей импульса. У каждой из этих частиц имеется (в обычном классическом смысле) го­ризонтальная составляющая импульса определенной величины *р0 .* Вертикальная составляющая импульса *рy* (до того, как частица пройдет сквозь прорезь) также в классическом смысле хорошо известна: частицы не движутся ни вверх, ни вниз, по­тому что их источник очень удален, значит, вертикальная со­ставляющая импульса частицы в точности равна нулю. А теперь предположим, что ширина щели равна *В.*

*Фиг. 38.2. Дифракция частиц, проходящих сквозь щель.*

Когда частица прой­дет через щель, то ее вертикальная координата *у* определится с хорошей точностью ± *В.* Это значит, что неопределенность в положении частицы Δy будет порядка *В.* Может, вы захотите сказать, что Δpy=0, потому что импульс частиц, мол, точно горизонтален? Но это не так. Это *прежде* мы знали, что импульс имеет только горизонтальную составляющую, а теперь мы этого уже не знаем. Перед тем как частица проникла сквозь щель, мы не знали ее вертикальной координаты. После того как час­тица проникла сквозь щель, мы узнали ее вертикальную коор­динату, но потеряли информацию об ее вертикальной состав­ляющей импульса! Почему? Да потому, что, согласно волновой теории, происходит отклонение, или дифракция, волн, проник­ших сквозь щель, подобно тому как это бывает со светом. По­этому есть конечная вероятность того, что частицы, пройдя сквозь щель, не пойдут прямо вперед. Вся картина распростра­нения расплывается за счет дифракции, и угол этого расшире­ния (угол, под которым виден первый минимум) есть мера неоп­ределенности направления частицы.

Каким образом происходит расплывание изображения в ширину? Расплывание означает, что существует некая вероят­ность того, что частица отправится вверх или вниз, т. е. приоб­ретет компоненту импульса, направленную вверх или вниз. (Мы говорим и о *вероятности* и о *частице,* потому что дифрак­ционную картину можно обнаружить с помощью счет­чика частиц, а когда счетчик регистрирует частицу, скажем, в точке *С* на фиг. 38.2, то он регистрирует частицу целиком. А это значит в классическом смысле, что частица имеет вертикальный импульс, направляющий ее из щели прямо в точку *С.)*

Чтобы примерно представить себе степень расплывания импульса, напишем, что вертикальный импульс *ру* размазан на р0Δθ, где р0— горизонтальный импульс. Чему же равно Δθ в размазанной картине? Известно, что первый минимум на­блюдается при угле Δθ таком, что в этом направлении волна от дальнего края щели должна отстать на одну свою длину от волны от ближнего края (мы об этом уже говорили в гл. 30). Стало быть, Δθ равно λ/B, и тем самым Δрy в этом эксперименте равно *р0*λ*/В.* Чем меньше будет *В,* чем точнее будет определять­ся положение частицы, тем шире будет дифракционная картина. Вспомните, что когда мы закрывали щели в эксперименте с микроволнами, то интенсивность в стороне от щели возрастала. Значит, чем уже щель, тем шире становится картина дифрак­ции, тем правдоподобнее, что мы обнаружим у частицы импульс, направленный в сторону. И неопределенность в вертикальном импульсе, действительно, обратно пропорциональна неопре­деленности в *у,* потому что их произведение равно p0λ*.*

*Фиг. 38.3. Определение импульса с помощью дифракционной решет­ки.*

Но λ — это длина волны, а р0 — импульс, и в соответствии с квантовой механикой их произведение — это постоянная Планка *h.* Получается, что произведение неопределенностей в вертикальном импульсе и в вертикальной координате есть величина порядка *h:*

C:\1\pic\gray.jpg(38.3)

Мы не можем приготовить систему, в которой положение час­тицы по вертикали было бы известно, и в то же время предска­зывать с определенностью, превышающей h/Δy, насколько ее движение отклонится от вертикали. Неопределенность в вер­тикальном импульсе всегда больше h/Δy, если Δy — неопре­деленность, с какой мы знаем положение частицы.

Некоторые люди утверждают, что в квантовой механике все неправильно. Когда, говорят они, частица приближалась сле­ва, ее вертикальный импульс был равен нулю. А когда она прошла через щель, стало известно ее положение. И то, и дру­гое может быть определено с любой точностью.

Совершенно верно. Мы можем зарегистрировать частицу и определить, каково ее положение и каким должен был быть ее импульс, чтобы она попала туда, куда она попала. Это все верно. Но соотношение неопределенностей (38.3) ничего общего с этим не имеет. Уравнение (38.3) относится к возмож­ности *предсказания,* а не к замечаниям о том, что *произошло* в прошлом. Какая польза в том, что мы скажем: «Я знал, каков был импульс до прохода частицы сквозь щель, а теперь узнал к тому же и координату»? Ведь теперь-то знание об импульсе частицы уже утеряно. Раз она прошла сквозь щель, то мы уже не можем больше предсказывать ее вертикальный импульс. Речь идет о теории, способной к предсказаниям, а не об изме­рениях после того, как все завершилось. Мы и обсуждаем воп­рос о том, что можно предвидеть.

Попробуем теперь по-иному подойти к этим вещам. Приведем другой пример того же явления, на этот раз с более подробными количественными оценками. Прежде мы измеряли импульс классическим способом: мы рассматривали направление, скорость, углы, и тому подобное; в этом заключался способ получения импульса путем классического анализа. Но раз импульс связан с волновым числом, то в природе существует и другой, совершенно иной путь измерения импульса частиц (все равно, фотона или любой другой), не имеющий классиче­ского аналога. В нем используется уравнение (38.2) и просто измеряется *длина волны.* Давайте попробуем таким способом измерить импульс.

Пусть имеется решетка со множеством линий (фиг. 38.3), на которую направлен пучок частиц. Мы неоднократно рассматривали эту задачу: когда у частиц есть определенный импульс, то вследствие интерференции в некотором направле­нии возникает очень резкий максимум. Мы также говорили о том, насколько точно можно определить этот импульс, т. е. какова разрешающая сила решетки. Мы не будем заново это все выводить, а сошлемся на гл. 30; там мы выяснили, что относительная неопределенность в длине волны, связанная с данной решеткой, равна 1/Nm, где *N* — количество линий решетки, а *т —* порядок дифракционного максимума. Иначе говоря,

C:\1\pic\gray.jpg

(38.4)

C:\1\pic\gray.jpg**Перепишем эту формулу в виде**

(38.5)

где расстояние *L* показано на фиг. 38.3. Это — разность двух расстояний: расстояния, которое должна пройти волна (или частица), отразившись от нижней части решетки, и расстояния, которое нужно пройти, отразившись от верха решетки.

Другими словами, волны, образующие дифракционный мак­симум,— это волны, приходящие от разных частей решетки. Первыми прибывают волны, вышедшие снизу — это начало цуга волн, а потом следуют дальнейшие части цуга, от средних частей решетки, пока не придут волны от верха: точка цуга, уда­ленная от его начала на расстояние *L.* Значит, чтобы получить в спектре резкую линию, отвечающую определенному импуль­су [с неопределенностью, даваемой формулой (38.4)], для это­го нужен цуг волн длиной *L.* Если цуг чересчур короток (ко­роче *L),* то не вся решетка будет действовать. Волны, образую­щие спектр, будут отражаться при этом только от небольшого куска решетки, и решетка не будет хорошо работать — полу­чится сильное размытие по углу. Чтобы его сузить, надо исполь­зовать всю ширину решетки так, чтобы хотя бы на одно мгнове­ние весь цуг волн улегся одновременно на решетке и рассеялся ото всех ее частей. Потому-то длина цуга должна быть равна *L;* тогда только неопределенность в длине волны окажется меньше, чем указано формулой (38.5). Заметим, что

C:\1\pic\gray.jpg(38.6)

поэтому

C:\1\pic\gray.jpg(38.7)

где *L —* длина цуга волн.

Это означает, что когда цуг волн короче *L,* то неопределен­ность в волновом числе превосходит *2π/L.* Иначе говоря, не­определенность в волновом числе, умноженная на длину вол­нового цуга (назовем ее на минутку Δx), больше *2π.* Мы назвали ее Δx потому, что это как раз неопределенность в по­ложении частицы. Если цуг волн тянется только на конечном промежутке, то лишь там мы и можем обнаружить частицу с неопределенностью Δx;. Это свойство волн (тот факт, что про­изведение длины цуга волн на неопределенность в волновом числе, связанном с этим цугом, не меньше 2π) опять-таки хо­рошо знакомо всем, кто занимался волнами. И никакого отно­шения к волновой механике оно не имеет. Просто нельзя очень точно подсчитать число волн в конечной их веренице.

Объяснить это можно и по-другому. Пусть длина цуга волн L. Так как на концах цуга волны спадают (как на фиг. 38.1), то количество волн на длине *L* известно с точностью порядка ± 1. Но число волн на длине *L* равно *kL/2*π*.* Значит, неопределенность в *k* равна *2*π*/L .* Опять получилась формула (38.7) как простое свойство всяких волн. Это остается верным всегда: и для волн в пространстве, когда *k* есть количество радиан на 1 *см, a L —* длина цуга, и для волн во времени, когда *ω* есть число колебаний в 1 *сек, а Т —* «длина» во времени того же цуга. Иначе говоря, если цуг волн длится только конечное вре­мя *Т,* то неопределенность в частоте дается формулой

C:\1\pic\gray.jpg(38.8)

Мы все время старались подчеркнуть, что это свойство самих волн, что все это хорошо известно, например в теории звука. А квантовомеханические применения этих свойств опи­раются на толкование волнового числа как меры импульса час­тицы по правилу р=hk,так что (38.7) уже утверждает, что Δр≈h/Δx. Это устанавливает предел классическому представ­лению об импульсе. (Естественно, оно и должно быть как-то подвергнуто ограничению, если мы собираемся изображать частицы как волны!) И очень хорошо, что мы нашли правило, которое каким-то образом берется указать, где нарушаются классические представления.

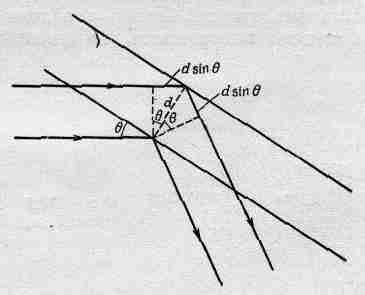
**§ 3. Дифракция на кристалле**

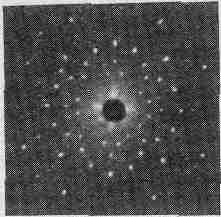
Теперь рассмотрим отражение волн вещества от кристалла. Кристалл — это твердое тело, состоящее из множества одина­ковых атомов, расположенных стройными рядами. Как можно расположить этот строй атомов, чтобы, отражая в данном на­правлении данный пучок света (рентгеновских лучей), электро­нов, нейтронов, чего угодно, получить сильный максимум? Чтобы испытать сильное отражение, лучи, рассеянные от всех атомов, должны быть в фазе друг с другом. Не может быть так, чтобы точно половина волн была в фазе, а половина — в противофазе, тогда все волны исчезнут. Нужно, стало быть, найти поверхности постоянной фазы; это, как мы уже объясняли раньше, плоскости, образующие равный угол с начальным и конечным направлениями (фиг. 38.4).

Если мы рассмотрим две параллельные плоскости, как по­казано на фиг. 38.4, то волны, рассеянные на них, окажутся в фазе только тогда, когда разность расстояний, пройденных фронтом волны, будет равна целому числу длин волн. Эта раз­ность, как легко видеть, равна 2dsinθ, где *d —* расстояние между плоскостями. Итак, условие когерентного отражения имеет вид

C:\1\pic\gray.jpg(n=1, 2, ...). (38.9)

Если, скажем, кристалл таков, что атомы в нем укладывают­ся на плоскостях, удовлетворяющих условию (38.9) с n=1, то будет наблюдаться сильное отражение. Если, с другой сто­роны, существуют другие атомы той же природы (и располо­женные с той же плотностью) как раз посередине между слоя­ми, то на этих промежуточных плоскостях произойдет рассея­ние равной силы; оно интерферирует с первым и погасит его. Поэтому *d* в выражении (38.9) должно означать расстояние между *примыкающими* плоскостями; нельзя взять две плоскости, разделенные пятью слоями, и применить к ним эту формулу!

*Фиг. 38.4. Рассеяние волн плоскостями кристалла.*

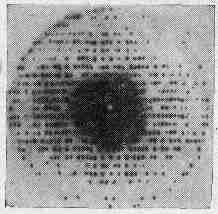
*Фиг. 38.5. Дифракция рентге­новских лучей на кристаллах каменной соли.*

Интересно, что настоящие кристаллы обычно не столь прос­ты,— это не одинаковые атомы, повторяющиеся по определен­ному закону. Они скорее похожи, если прибегнуть к двумер­ной аналогии, на обои, на которых повторяется один и тот же сложный узор. Для атомов «узор» — это некоторая их расста­новка, куда может входить довольно большое число атомов; скажем, для углекислого кальция — атомов кальция, углеро­да и трех атомов кислорода. Важно не то, каков рисунок, а то, что он повторяется.

Этот основной рисунок называется *ячейкой,* а способ пов­торения определяет *тип решетки;* тип решетки можно сразу определить, взглянув на отражения и рассмотрев их симметрию. Другими словами, от типа решетки зависит, *где не будет* отра­жения (лучей от кристалла), но чтобы узнать, что стоит в каж­дой ячейке, надо учесть и *интенсивность* рассеяния по тем или иным направлениям. *Направления* рассеяния зависят от типа ре­шетки, а *сила* рассеяния определяется тем, что находится внутри каждой ячейки; этим способом и было изучено строение крис­таллов.

Две фотографии дифракции рентгеновских лучей даны на фиг. 38.5 и 38.6.

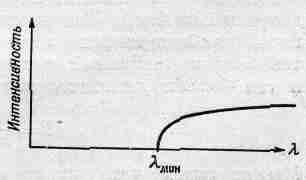
Занятная вещь получается с рассеянием, когда промежутки между ближайшими плоскостями меньше *λ/2.* В этом случае уравнение (38.9) вообще не имеет решений ни для одного *п.* Выходит, когда *λ* больше двойного промежутка между примы­кающими плоскостями, то никаких боковых дифракционных пятнышек нет и свет (и не только свет, а все, что хотите) прямо проходит через вещество.

*Фиг. 38.6. Дифракция рентгеновских лучей на миоглобине.*

# C:\1\pic\gray.jpgФиг. 38.7. Диффузия нейтронов из котла сквозь графитовый блок

Проходит, не отражаясь, не рассеи­ваясь, не теряясь. В частности, свет (у него *λ* много больше этих промежутков) проходит, не давая никакой картины отра­жений от кристаллических плоскостей.

Интересные следствия этого явления наблюдаются в урано­вых реакторах — источниках нейтронов (нейтроны — это, уж бесспорно, частицы, спросите у кого угодно!). Если пустить эти самые частицы-нейтроны через длинный блок графита, то они начнут рассеиваться и с трудом будут протискиваться в глубь блока (фиг. 38.7). Рассеиваются они из-за того, что отскакивают от атомов. Но строго говоря, согласно волновой теории, все обстоит как раз наоборот — они отскакивают от ато­мов из-за дифракции от кристаллических плоскостей. Оказывает­ся, что если взять длинный стержень графита, то у всех нейт­ронов, выходящих из его дальнего конца, окажется большая длина волны! Если нанести на график интенсивность нейтро­нов как функцию длины волны, то на нем изобразятся только длины волн выше некоторого минимума (фиг. 38.8). Значит, таким путем можно получить очень медленные нейтроны. Про­никают сквозь графит только самые медленные нейтроны, они не дифрагируют, не рассеиваются на кристаллических плоскос­тях графита, а спокойно проходят, как свет через стекло. И нет никакого рассеяния по сторонам. Существует и множество других доказательств реальности нейтронных волн и волн других частиц.

*Фиг. 38.8. Интенсивность нейтро­нов, выходящих us стержня гра­фита, как функция длины волны.*

**§ 4. Размер атома**

Рассмотрим еще одно применение принципа неопределен­ности (38.3), но только, пожалуйста, не воспринимайте этот расчет чересчур буквально; общая мысль правильна, но ана­лиз проделан не очень аккуратно. Мысль эта касается опре­деления размера атомов; ведь по классическим воззрениям электроны должны были бы излучать свет и, крутясь по спирали, упасть на поверхность ядра. Но, согласно кван­товой механике, это невозможно, потому что в противном случае мы бы знали, где очутился электрон и насколько быстро он вертится.

Допустим, имеется атом водорода и мы измеряем положение электрона; мы не должны быть в состоянии предвидеть точно, где он окажется, иначе расплывание импульса станет беско­нечным. Всякий раз, как мы смотрим на электрон, он где-ни­будь оказывается; у него есть амплитуда вероятности оказаться в различных местах, так что есть вероятность найти его где угодно. Однако не все эти места должны быть возле самого ядра; положим, что существует разброс в расстояниях поряд­ка а, т. е. расстояние от ядра до электрона примерно в сред­нем равно *а.* Определим а, потребовав, чтобы полная энергия атома оказалась минимальной.

Разброс в импульсах, в согласии с соотношением неопре­деленностей, должен быть равен примерно h/а; поэтому, стре­мясь измерить как-нибудь импульс электрона (например, рас­сеивая на нем фотоны и наблюдая эффект Допплера от движу­щегося рассеивателя), мы не будем получать все время нуль (электрон не стоит на месте), а будем получать импульсы поряд­ка *р≈*h/*а.* Кинетическая энергия электронов примерно будет равна 1/2mv2 = Р2/2m = h2/2ma2. (To, что мы сейчас делаем, в каком-то смысле есть анализ размерностей: мы прикидываем, как кинетическая энергия может зависеть от постоянной План­ка *h,* массы *т* и размера атома *а.* Ответ получается с точностью до численных множителей типа 2, π и т. д. Мы даже не опреде­лили как следует *а.)* Далее, потенциальная энергия равна част­ному от деления минус *е2* на расстоянии от центра, скажем, *—* е2/а (как мы помним, *е2 —* это квадрат заряда электрона, деленный на 4πε0). Теперь смотрите: когда *а* уменьшается, то потенциальная энергия тоже уменьшается, но чем меньше а, тем больше требуемый принципом неопределенности импульс и тем больше кинетическая энергия. Полная энергия равна

C:\1\pic\gray.jpg(38.10)

Мы не знаем, чему равно а, но зато мы знаем, что атом, обеспечивая свое существование, вынужден идти на компромисс, с тем чтобы полная энергия его была как можно меньше. Чтобы найти минимум *Е,* продифференцируем его по *а,* по­требуем равенства производной нулю и найдем *а.* Производ­ная *Е* равна

C:\1\pic\gray.jpg(38.11)

C:\1\pic\gray.jpgУравнение *dE/da=*0 дает для *а* величину

(38.12)

Это расстояние называется *воровским радиусом,* и мы видим, что размеры атома — порядка ангстрема. Получилась пра­вильная цифра. Это очень хорошо, это даже удивительно хорошо, ведь до сих пор никаких теоретических соображений о размере атома у нас не было. С классической точки зрения атомы попросту невозможны: электроны должны упасть на ядра. Подставив формулу (38.12) для *а0* в (38.10), мы найдем энер­гию. Она оказывается равной

C:\1\pic\gray.jpg(38.13)

Что означает отрицательная энергия? А то, что, когда электрон находится в атоме, у него энергии меньше, чем когда он свобо­ден. Иначе говоря, в атоме он связан. И нужна энергия, чтобы вырвать его из атома; для ионизации атома водорода требуется энергия 13,6 *эв.* Не исключено, конечно, что потребуется вдвое или втрое больше энергии, или в *π* раз меньше, так как расчет наш был очень неряшлив. Однако мы схитрили и выб­рали все константы так, чтобы итог получился абсолютно пра­вильным! Эта величина -13,6 *эв —* называется *ридбергом* энергии; это энергия ионизации водорода.

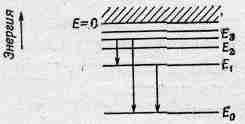
**Только теперь становится понятным, отчего мы не провали­ваемся сквозь пол. При ходьбе вся масса атомов наших боти­нок отталкивается от пола, от всей массы *его* атомов. Атомы сминаются, электроны вынуждены тесниться в меньшем объе­ме, и по принципу неопределенности их импульсы в среднем увеличиваются, а увеличение импульсов означает рост энер­гии. Сопротивление атомов сжатию — это не классический, а квантовомехаиический эффект. По классическим понятиям следовало ожидать, что при сближении электронов с прото­нами энергия уменьшится; наивыгоднейшее расположение по­ложительных и отрицательных зарядов в классической физи­ке — это когда они сидят верхом друг на друге. Классической физике это было хорошо известно и представляло загадку: ато­мы-то все же существовали! Конечно, ученые и тогда придумы­вали разные способы выхода из тупика, но *правильный* (будем надеяться!) способ стал известен только нам!**

Кстати, когда вокруг ядра бывает много электронов, то они тоже стараются держаться подальше друг от друга. При­чина этого пока вам непонятна, но это факт, что если какой-то электрон занял какое-то место, то другой этого места уже не займет. Точнее, из-за существования двух направлений спи­на, эти электроны могут усесться друг на друга и вертеться: один — в одну сторону, другой — в другую. Но уже никакого третьего на это место вам не поместить. Вы должны их поме­щать на новые места, и в этом-то истинная причина того, что вещество обладает упругостью. Если бы можно было помещать все электроны в одно место, вещество было бы даже плотней, чем обычно. И именно благодаря тому, что электроны не могут сидеть друг на друге, существуют и столы, и другие твердые предметы.

Естественно поэтому, что, желая понять свойства вещества, нужно пользоваться квантовой механикой; классической для этого явно недостаточно.

**§ 5. Уровни энергии**

Мы говорили уже об атоме в наинизшем возможном энерге­тическом состоянии. Но оказывается, что электрон способен и на многое другое. Он может вращаться и колебаться гораздо энергичней, возможности его движений в атоме довольно мно­гообразны. Согласно квантовой механике, при установивших­ся условиях движения атом может обладать только вполне опре­деленными энергиями. На диаграмме фиг. 38.9 мы будем от­кладывать энергии по вертикали, а горизонтальными линиями отмечать разрешенные значения энергии. Когда электрон сво­боден, т. е. когда его энергия положительна, она может быть любой; скорость электрона тоже может быть какой угодно. Но энергии связанных состояний не произвольны. Атом мо­жет иметь только ту или иную энергию из дозволенной сово­купности значений, скажем, таких, как на фиг. 38.9.

Обозначим эти разрешенные значения через *Е0 , E1 , E2 , Е3 .* Если первоначально атом находится в одном из этих «возбуж­денных» состояний *e1, E2* и т. д., он не останется в нем навсег­да. Раньше или позже он упадет в низшее состояние и излучит при этом энергию в виде света. Частота испущенного света определяется требованием сохранения энергии плюс квантовомеханическим пониманием того, что частота света связана с энергией света условием (38.1).

***Фиг. 38.9. Схема энергий атома. Показано несколько возможных переходов.***

Поэтому, например, частота света, освобожденного в переходе от энергии *Е3* к энергии *E1 ,* равна

C:\1\pic\gray.jpg(38.14)

Эта частота характерна для данного сорта атомов и определяет линию в спектре испускания. Возможен и другой переход — от e3 к Е0 . У него своя частота:

C:\1\pic\gray.jpg

(38.15)

Еще одна возможность заключается в том, что если атом воз­бужден до состояния e1, то он может упасть в основное состоя­ние е0, излучая фотон с частотой

C:\1\pic\gray.jpg(38.16)

C:\1\pic\gray.jpgМы привели здесь эти три перехода для того, чтобы подчеркнуть интересную связь между ними. Из трех формул (38.14), (38.15), (38.16) легко получить

(38.17)

Вообще, обнаружив две линии в спектре, можно ожидать, что найдется и линия с частотой, равной сумме (или разности) частот. Все линии можно объяснить, отыскав серию уровней, таких, что каждая линия соответствует разности энергий меж­ду какими-то двумя уровнями. Это замечательное совпадение между частотами линий в спектре было замечено еще до откры­тия квантовой механики. Его называют *комбинационным прин­ципом Ритца. С* точки зрения классической механики он опять выглядит таинственно. Впрочем, не будем больше напоминать о том, что классическая механика обанкротилась в мире ато­мов; мне кажется, мы это уже хорошо показали.

Мы говорили уже о том, что в квантовой механике все собы­тия представляются в виде амплитуд, которые ведут себя как волны, имеют определенную частоту и волновое число. Посмот­рим теперь, как при помощи амплитуд объяснить, что у атома бывают только определенные энергетические состояния. Из всего, что было сказано до сих пор, это вывести и понять невоз­можно. Но зато мы все знаем, что волны в ограниченном объеме обладают определенными частотами. Скажем, если звуковая волна ограничена пределами органной трубы или как-либо иначе, то звуковые колебания могут быть разными, но их ча­стоты не могут быть любыми. И так всегда: у тела, внутри которого держатся волны, всегда бывают определенные резонанс­ные частоты. Волны, заключенные в ограниченный объем, всег­да обладают лишь определенным набором частот. (В дальней­шем мы еще будем изучать это явление и выпишем все нужные формулы.) Ну, а поскольку существует общее соотношение между частотой колебаний амплитуды и энергией, то нет ниче­го удивительного в том, что электроны, связанные в атомах, обладают только вполне определенными энергиями.

**§ 6. Немного философии**

Поговорим еще немного о философии квантовой механики. Как и всегда, здесь есть две стороны: философское содержание физики и его экстраполяция на другие области знаний. Когда философские идеи, связанные с наукой, переносятся на другие области, они обычно при этом искажаются до неузнаваемости. Поэтому мы ограничим свои замечания, насколько это возмож­но, только физикой.

Прежде всего начнем с самого интересного предмета — с идеи принципа неопределенности: наблюдение воздействует на явле­ние. Хоть и всегда было известно, что, наблюдая явление, мы воздействуем на него, но здесь суть-то в том, что этим воздейст­вием нельзя пренебречь, нельзя его свести до нуля, нельзя переделкой прибора произвольно уменьшить это влияние. Наблюдая явление, нельзя хотя бы слегка не нарушить его ход, и *без учета этого нарушения теория не может стать после­довательной.* И в доквантовой физике наблюдатель иногда был важен, но лишь в довольно тривиальном смысле. Рассматривал­ся, скажем, такой вопрос: дерево падает в лесу, в котором нет никого, кто мог бы услышать это; вызовет ли падение шум? И следовал ответ: *настоящее* дерево, падая в *настоящем* лесу, бесспорно, шум вызовет, даже если никого поблизости нет. Пусть никто падения слышать не мог, все равно останутся другие следы — кое-где осыплются листья, а на некоторых листочках останутся едва заметные царапинки от колючек, которые можно будет объяснить лишь тем, что листва дро­жала. Так что следует допустить, что в некотором смысле звук и впрямь существовал. «Но было ли *ощущение* зву­ка?» — можем мы спросить. Нет, для ощущения, видимо, нуж­но и сознание. А есть ли сознание у муравьев, да и водятся ли они в этом лесу и сознают ли что-либо деревья — вопрос темный. Поэтому бросим эту задачу.

**С тех пор как родилась квантовая механика, стали подчер­кивать и другое положение: не надо говорить о вещах, которые невозможно измерить. (Кстати, и теория относительности го­ворила об этом же.) Пока не определено, как измерять величи­ну, ей нет места в теории. А поскольку точное значение импульса локализованной (находящейся в каком-то месте) частицы не может быть определено при помощи измерения, значит, импуль­су нечего делать в теории.**

Так вот, если вы думаете, что классическая теория потому и погибла, вы *ошибаетесь.* Было бы легкомысленно сделать такой вывод. Невозможность точного *измерения* координаты и одновременно импульса не означает априори, что *нельзя* о них говорить, а означает только, что говорить о них *нет необ­ходимости.* На самом деле в науках бывает иначе: идея или понятие, которые невозможно прямо связать с опытом или замерить, могут быть полезными, а могут быть бесполезными. О них можно только сказать что они *не обязаны* присутствовать в теории. Пусть, например, мы сравниваем классическую тео­рию мира с квантовой теорией, а из эксперимента следует, что координата и импульс могут измеряться лишь неточно. Мы спрашиваем себя, имеет ли смысл *понятие* точного положения частицы или точного ее импульса. Классическая теория отве­чает «да», а квантовая — «нет». Но это само по себе не означает, что классическая физика ошибается.

Когда была открыта новая, квантовая, механика, привер­женцы классической теории, т. е. все физики, кроме Гейзенберга, Шредингера и Борна, говорили: «Что же хорошего в ней, в вашей теории, раз она не может ответить на простейшие вопросы: каково точное положение частицы? Через какую щель она проскочит? и другие». Ответ Гейзенберга гласил: «Я не обя­зан отвечать на такие вопросы, ибо вы не можете их задать эк­спериментально». Иначе говоря, отвечать — означало бы делать то, что делать *необязательно.* Рассмотрим две теории, *(А)* и *(Б).* Теория *(А)* содержит в себе идею, которую нельзя прове­рить непосредственно, но которая используется в анализе; теория *(Б)* этой идеи не содержит. Если их предсказания рас­ходятся, то нельзя утверждать, что теория *(Б)* ошибочна на том основании, что она не может объяснить идею из теории *(А);* ведь эта идея как раз из тех вещей, которые нельзя непосред­ственно проверить.

**Ну что ж! Хорошо, конечно, знать, какие из идей экспери­ментальной проверке не поддаются, но нет необходимости от­брасывать их все. Неверно же, что науку можно создавать толь­ко из тех понятий, которые прямо связаны с опытом. Ведь в самой квантовой механике есть и амплитуда волновой функции, и потенциал, и многие другие умственные построения, не под­дающиеся прямому измерению. Основа науки — в ее способ­ности *предвидеть.* Предвидеть — это значит сообщать, что слу­чится в опыте, который никогда прежде не ставился. Как этого можно добиться? Предполагая, что мы независимо от экспери­мента знаем, что произойдет, мы экстраполируем опыт, выво­дим его в область, в которой он не ставился. Мы расширяем свои представления до пределов, в которых они никогда не проверялись. Если этого не сделано — никакого предсказания нет. Поэтому вполне разумно было когда-то физику-классику в счастливом неведении предполагать, что понятие положения, бесспорно имеющее смысл в футболе, имеет какой-то смысл и для электрона. Это была не глупость. Это была разумная про­цедура. А теперь мы, например, говорим, что закон относитель­ности верен при любых энергиях, а ведь в один прекрасный день явится кто-нибудь и объяснит, насколько мы глупы. Мы не догадаемся, в каком месте мы совершаем «глупость», покуда не «вырастем над собой»; вся проблема сводится к тому, как и когда нам это удастся. Единственный же способ обнаружить, в чем мы ошибаемся, это понять, *в чем состоят* наши предсказания. Так что без умственных построений не обойтись.**

Мы уже делали ряд замечаний о недетерминированности квантовой механики, т. е. о том, что она не способна предсказы­вать, что произойдет в данных физических условиях, как бы аккуратно они ни были на опыте осуществлены. Если атом находится в возбужденном состоянии, собираясь излучить фо­тон, мы не можем сказать, *когда* это случится; существует ко­нечная амплитуда вероятности испустить фотон в любой момент, и только эту вероятность мы и можем предвидеть. Мы не можем точно предсказывать будущее. На этой основе и высказываются разного рода глупости о неопределенности всех явлений в мире, возникают вопросы о свободе воли частиц и т. д.

**Следует, конечно, подчеркнуть, что и классическая физика была в каком-то смысле недетерминированной. Обычно думают, что недетерминированность, невозможность предсказать бу­дущее — это особенность квантовой механики, и именно с ней связывают возникновение представлений о свободе воли и т. д. Но если бы даже наш мир *был классическим,* т. е. если бы законы механики были классическими, все равно из этого не следует, что те же или какие-то аналогичные представления не возникли бы. Да, конечно, с точки зрения классики, узнав местоположе­ние и скорость всех частиц в мире (или в сосуде с газом), можно точно предсказать, что будет дальше. В этом смысле классичес­кий мир детерминирован. Но представьте теперь, что наша точ­ность ограничена и что мы не знаем точно положение только одного из атомов; знаем, скажем, его с ошибкой в одну миллиар­дную. Тогда если он столкнется с другим атомом, неопреде­ленность в знании его координат после столкновения возрастет. А следующее столкновение еще сильней увеличит ошибку. Так что если сначала ошибка и была еле заметной, то все равно вскоре она вырастет до огромнейшей неопределенности. Вот вам пример: вода, падая с плотины, брызжет во все стороны. Подойдите поближе, и на ваш нос тоже упадет нес­колько брызг. Это кажется совершеннейшей случайностью, хотя поведение воды может быть предсказано на основе чисто классических законов. Точное положение всех капель зависит от мельчайших колебаний потока воды перед плотиной. Но как оно зависит? Еле заметные нерегулярности в падении воды усиливаются и приводят к полной случайности движений. Ясно, что мы не можем по-настоящему предвидеть положение капель, если не знаем движения воды *абсолютно точно.***

Правильнее будет сказать, что для данной точности (сколь угодно большой, но конечной) можно всегда указать такой боль­шой промежуток времени, что для него становится невозмож­ным сделать предсказания. И этот промежуток (в этом вся соль) не так уж велик. Он не равен миллиону лет при точности в одну миллиардную! Время с уменьшением ошибки растет толь­ко логарифмически, и оказывается, что за очень и очень малое время вся наша информация теряется. Если точность равна даже одной миллиард-миллиард-миллиардной (ставьте сколько угодно миллиардов, но только когда-нибудь остановитесь!), все равно можно указать промежуток времени, меньший чем время, нужное для того, чтобы произвести измерения с такой огромной точностью, после которого уже невозможно будет предугадывать, что случится! Поэтому нечестно говорить, что уже в видимой свободе и недетерминированности человеческого мышления мы видим доказательства невозможности его изуче­ния в рамках классической «детерминистской» физики и приветствовать квантовую механику как избавительницу нашего духа от «абсолютно механистической» Вселенной. С практиче­ской точки зрения «детерминизм» отсутствовал и в классиче­ской механике.