



Рис. 2
откуда находим

$$v_0 = \sqrt{\frac{g(x_2^2 - x_1^2)}{2\Delta y}}$$

«Загадка» тени от прозрачной пластинки

Я. АМСТИСЛАВСКИЙ

ОКАЗЫВАЕТСЯ, ЕСЛИ В ПУЧОК БЕЛОГО СВЕТА ВВЕСТИ тонкую прозрачную пластинку, то при соблюдении некоторых требований к положению пластинки и условиям ее освещения можно в проходящих лучах увидеть отчетливую узкую темную полосу тени от края пластинки.

В домашних условиях это явление можно наблюдать по схеме на рисунке 1. Здесь *Щ* – ориентированная вертикально ярко освещенная узкая щель, выполняющая роль вытянутого в линию (линейного) источника света; *Пл* – пластинка из прозрачного материала, это может быть листок слюды, обертка от коробки сигарет, кусок отмытой от эмульсии фотопленки, покровное стекло или тонкий слой другого прозрачного материала; *Э* – экран в виде листа белой бумаги; точка *О'* – то место экрана, где наблюдается узкая полоска тени от края пластинки; *Сп* – спектроскоп.

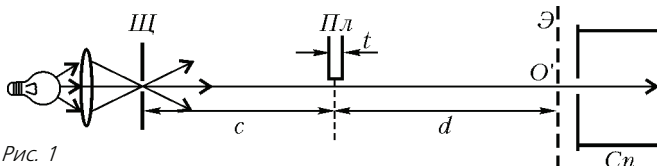


Рис. 1

Подставим оценочные данные виртуального эксперимента: $x_1 = 2$ м, $x_2 = 4$ м, $\Delta y = 0,2$ м и получим начальную скорость: $v_0 = 17$ м/с. Это значение оказывается меньше ожидаемого, так как визуально скорость представляется очень большой. Но если мы выйдем на «улицу» и выстрелим горизонтально, то визуальная оценка дальности полета (не более 20–30 м) подтверждает правильность оценки начальной скорости.

В дальнейшем можно оценить высоту зданий, стараясь «забросить» различные предметы на их крышу, или поэкспериментировать с телами разной массы (начальная скорость выстрела которых из СП оказывается постоянной и не зависящей от массы) и так далее.

А мы теперь зайдем в подвал, часть которого залита водой. Вода в подвале достаточно чистая и прозрачная, но что-то кажется в этой картинке неправильным. Точно – труба, которая уходит под воду! Луч, идущий из воды, должен испытывать преломление, и поэтому труба должна казаться «кривой». Но искривления не видно. Да, не предусмотрели разработчики игры выполнение законов преломления света.

Вот мы и выявили еще одно несоответствие игры и реальной жизни. Никогда бедные жители этого неряшливого мира не увидят в небе радугу, не полюбуются на лунную дорожку, убегающую в море... В жизни все оказывается не только намного сложнее, чем в игре, но и намного интереснее.

Для выяснения природы наблюдаемого явления важно знать, попадает ли в область темной полоски какой-то свет и, если попадает, каков его спектральный состав. С этой целью можно использовать школьный спектроскоп. В ходе опыта экран убирают, а спектроскоп (или пластинку) осторожно смещают в поперечном направлении, добываясь точного совмещения полоски тени со щелью спектроскопа. В этом случае при должной узкости щелей и расположении щелей и края пластинки в одной плоскости в поле спектроскопа можно обнаружить достаточно яркий и контрастный спектр – совокупность чередующихся светлых (окрашенных) и темных полос в непрерывном спектре (см. приведенные далее рисунки 3 и 4). Такой вид спектральной картины означает, что в область *О'*, с которой совмещена щель спектроскопа, попадает без заметного ослабления свет некоторых избранных длин волн, обозначим их λ_k , и совершенно не попадает свет промежуточных длин волн – λ'_k . И можно предположить, что наблюдаемое явление имеет интерференционное происхождение.

В спектральной картине наблюдается плавный переход освещенности от максимумов к минимумам, при этом минимумы освещенности оказываются совершенно темными, поэтому можно говорить о том, что интерферирующие пучки имеют одинаковые интенсивности. Вместе с тем, для формирования светлых полос в сплошном спектре с плавным переходом освещенности от максимумов к минимумам необходимо, чтобы изменение фазового сдвига $\Delta\varphi$ интерферирующих пучков с изменением длины волны λ также происходило монотонно. Но на пути световой волны, распространяющейся от источника света к области *О'*, нет никаких интерференционных устройств, кроме фазовой неоднородности в виде ступеньки различной оптической плотности на границе раздела двух прозрачных сред – воздуха и пластинки. Поэтому можно сказать, что интерферирующие пучки возникают в результате дифракции от этой фазовой неоднородности. За счет интерференции дифрагированных пучков и происходит максимальное усиление света в области длин

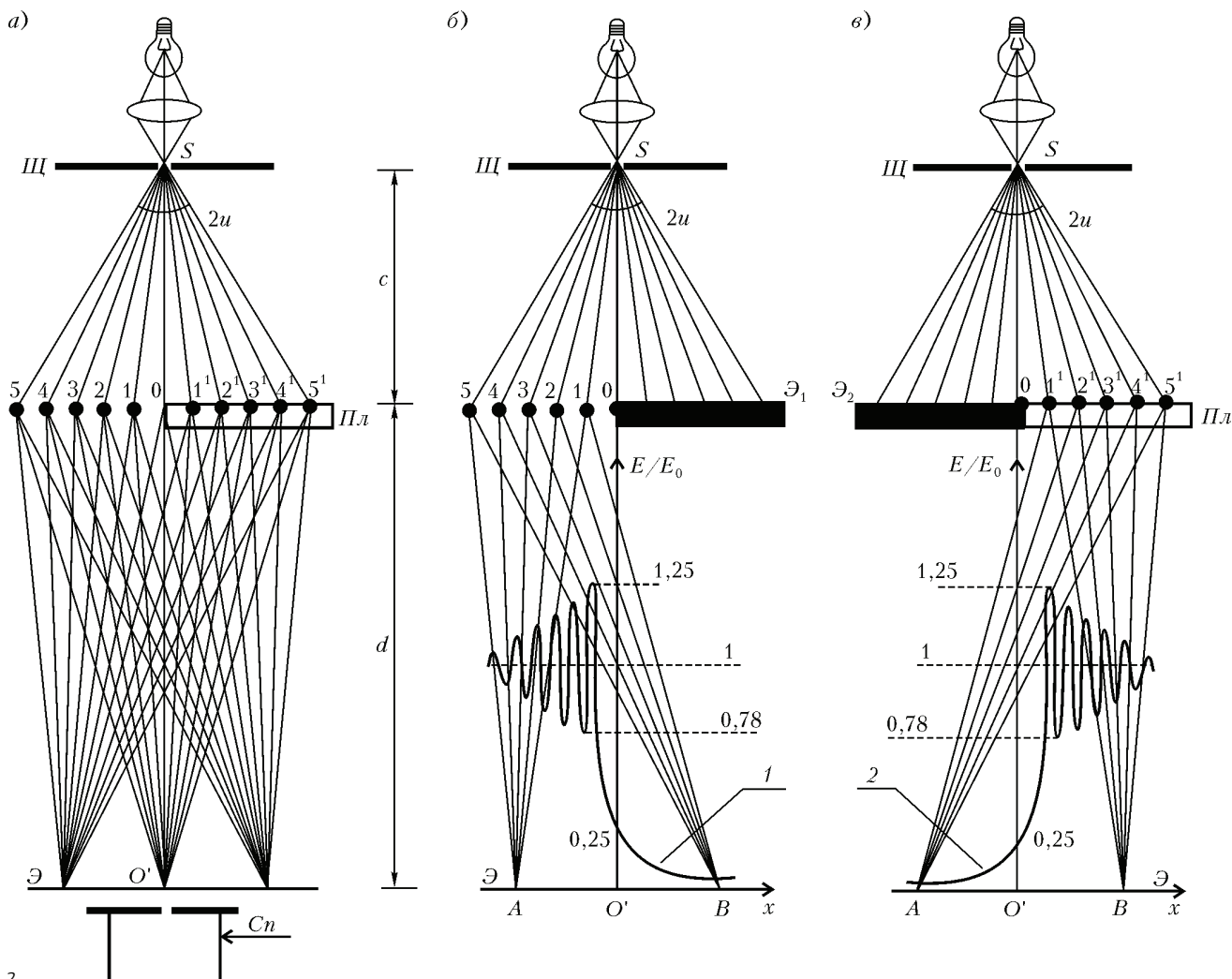


Рис. 2

волн $\lambda = \lambda_k$ и максимальное гашение в области промежуточных длин волн $\lambda = \lambda'_k$. Значит, узкая «темная» пограничная полоска тени от края тонкой прозрачной пластинки, наблюдаемая в плоскости экрана, в действительности оказывается темной не для всех длин волн, а только для избранных – для $\lambda = \lambda'_k$.

Для последующего рассмотрения развернем схему установки на 90° (рис.2), а дифракционный эффект в области тени от края пластинки представим как результат наложения двух когерентных дифрагированных пучков. Один из них возникает при дифракции первичного пучка от края непрозрачного экрана \mathcal{E}_1 , прикрывающего правую половину свободного фронта (см. рис.2,б); второй – при дифракции первичного пучка от края непрозрачного экрана \mathcal{E}_2 , прикрывающего левую половину свободного фронта, при условии что правая половина закрыта данной прозрачной пластинкой Пл (см. рис.2,в). Взаимная интерференция этих двух пучков и определит распределение амплитуд и фаз колебаний в картине дифракции от края прозрачной пластинки Пл при ее расположении по схеме рисунка 2,а.

Начнем со схемы рисунка 2,б. В соответствии с принципом Гюйгенса будем считать, что точки 0, 1, 2, 3, 4, 5 первичной волны представляют собой элементарные вторичные излучатели. (Для того чтобы эти излучатели оказались когерентными, необходимо, чтобы ширина b источника света – щели Щ – удовлетворяла условию когерентности $b \sin 2u < \frac{\lambda}{2}$, где $2u$ – угол когерентности. Уменьшая b , это условие всегда можно

удовлетворить.) Начальные фазы излучателей оказываются различными – они возрастают от точки 0 к точке 5. Эти излучатели посылают вторичные волны во все стороны, в частности – в точку А освещенной области, в точку В области геометрической тени и в точку O' пограничной области. Фаза колебания, приходящего в данную точку наблюдения от каждого элементарного излучателя, зависит от его начальной фазы и набегающей фазы при распространении волны от излучателя до точки наблюдения. Таким образом, в каждую точку плоскости наблюдения приходит своя совокупность элементарных когерентных волн, различающихся по амплитудам и фазам. Их взаимная интерференция и определит результирующую амплитуду a и освещенность E , а также фазу результирующего колебания в каждой точке плоскости наблюдения.

Расчет приводит к функции распределения освещенности $E = E(x)$, график которой показан на рисунке 2,б кривой 1. Точке O' соответствует граница геометрической тени. Левее этой точки формируется система близко расположенных светлых полос, имеющих большую освещенность при очень малой и убывающей по мере удаления от O' контрастности полос. Правее наблюдается резкое и монотонное убывание освещенности. В самой же пограничной точке O' имеем

$$a = \frac{1}{2} a_0 \text{ и } E = a^2 = \frac{1}{4} a_0^2 = \frac{1}{4} E_0,$$

(Продолжение см. на с. 34)

(Начало см. на с. 30)

где a_0 и E_0 – амплитуда и освещенность результирующей волны, приходящей в O' от свободного фронта.

Теперь перейдем к рисунку 2, в. Нетрудно видеть, что распределение освещенности в дифракционной картине в этом случае представляется кривой 2, полностью симметричной кривой 1. Единственное отличие состоит в том, что результирующие колебания в разных точках экрана наблюдения отличаются от предыдущего случая на величину $\Delta\varphi(x)$, зависящую от толщины t прозрачной пластинки и ее абсолютного показателя преломления n .

Вернемся, однако, к интересующему нас расположению (см. рис. 2, а). От левой полуплоскости на экране Э формируется картина, распределение освещенности в которой дается кривой 1, а от правой полуплоскости – кривой 2. Поскольку обе полуплоскости прозрачны, то в каждой точке экрана будут перекрываться два результирующих колебания. Эти колебания имеют разные амплитуды и сдвиг фаз $\Delta\varphi$, различный для разных точек экрана Э. Но нас не интересует общая картина интерференции, нам важно знать, что делается в области точки O' , где появляется узкая полоска тени. Можно сказать, что в O' перекрываются два колебания, для которых

$$a_1 = a_2 = \frac{a_0}{2} \quad \text{и} \quad E_1 = E_2 = \frac{E_0}{4}.$$

Несущие эти колебания лучи проходят от точки S до точки O' одинаковые оптические пути повсюду, за исключением участка толщиной t : один из лучей проходит этот участок вблизи края пластинки *внутри пластинки* и набирает оптический путь tn , второй же луч проходит ту же толщину вблизи края пластинки, но *в воздухе*, и набирает оптический путь tn_0 , при этом между лучами набегают оптическая разность хода $\Delta = t(n - n_0) = t(n - 1)$, где $n_0 = 1$ – показатель преломления воздуха. Связь между разностью хода лучей Δ и сдвигом фаз колебаний $\Delta\varphi$ определяется известным соотношением $\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$. Поэтому в нашем случае можно записать

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{t(n-1)}{\lambda}.$$

Видно, что с изменением длины волны λ величина $\Delta\varphi$ изменяется и периодически удовлетворяет условию максимального усиления $\Delta\varphi = 2k\pi$, где k – целое число. Следовательно, получим условие максимального усиления в виде

$$t(n-1) = k\lambda_k,$$

где λ_k – те длины волн, которые максимально усиливаются в точке O' . Максимальное гашение будут испытывать промежуточные длины волн λ'_k , для которых выполняется соотношение $\Delta\varphi = (2k+1)\pi$, поэтому условие максимального гашения запишем в виде

$$t(n-1) = (2k+1) \frac{\lambda'_k}{2}.$$

Из проведенного анализа следует, что при освещении пластинки светом с длинами волн $\lambda = \lambda_k$ в пограничной области O' происходит интерференция двух колебаний, для которых $a_1 = a_2 = \frac{a_0}{2}$ при $\Delta\varphi = 2k\pi$. В этом случае для результирующего колебания имеем

$$a = a_1 + a_2 = a_0 \quad \text{и} \quad E = 4E_1 = E_0.$$

Следовательно, в световом пучке, содержащем набор длин волн λ_k , тень от края пластинки возникать не должна, а

пограничная область O' при наличии пластинки должна быть освещена так же, как это было бы в ее отсутствие. При освещении же пластинки световым пучком, содержащим промежуточные длины волн λ'_k , имеем по-прежнему

$$a_1 = a_2 = \frac{a_0}{2}, \quad \text{но} \quad \Delta\varphi = (2k+1)\pi. \quad \text{Поэтому}$$

$$a = a_1 - a_2 = 0 \quad \text{и} \quad E = a^2 = 0.$$

Значит, тень от края пластинки должна в этом случае возникать, быть резко выраженной и отличаться большой контрастностью.

Залогом получения высококачественной спектральной картины является выполнение следующих требований: край прозрачной пластинки должен быть прямым и ровным (без зазубрин и изгибов); сама пластинка вблизи края должна быть однородной по толщине и оптической плотности; щель $Щ$ и щель спектроскопа должны быть достаточно узкими; обе щели и край пластинки должны быть расположены в одной плоскости.

Рисунки 3 и 4 иллюстрируют наблюдаемые в опыте закономерности. Спектральные картины сфотографированы при

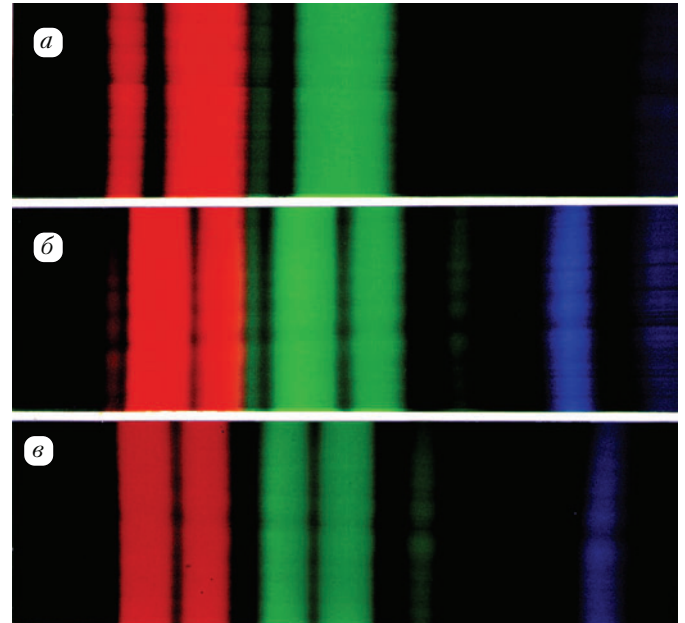


Рис. 3. а) Слюда, $t = 9$ мкм; б) слюда, $t = 16$ мкм; в) обертка от пачки сигарет, $t = 19$ мкм

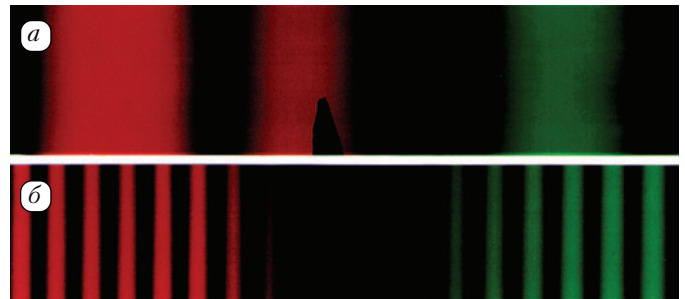


Рис. 4. а) Слюда, $t = 22$ мкм; б) покровное стекло, $t = 138$ мкм

помощи микрофотонасадки МФН-3. Расстояния c и d в опытах с пластинками из разных прозрачных сред были одинаковы и составляли приблизительно 20 см. Снимок 3 получен при работе со школьным спектроскопом, а снимок 4 – с универсальным монохроматором.