

ципе светофильтров — использовании соответствующих красящих пигментов, вводимых в эмульсию фотопластинок.

Нейхаусс в конце 90-х годов прошлого века на опыте убедился в слоистой структуре пленок Липпмана. Была получена по методу Липпмана фотография в красном свете. После этого пленка была отделена от стекла и произведен поперечный разрез ее. Затем была получена микрофотография одного из разрезов пленки с увеличением в 1000 раз. На микрофотографии было видно около десяти темных полос, чередовавшихся со светлыми. Темные полосы получились в местах отложения металлического серебра. Расстояние между серединами темных полос получилось ≈ 350 нм. Необходимо заметить, что никакой микроскоп не позволяет различить детали предмета, много меньшие длины световой волны. Успех опыта отчасти определялся тем, что пленка заметно разбухла при обработке до ее разрезания. Кроме того, разрез производился в каком направлении.

§ 38. Излучение Вавилова — Черенкова

1. Интерференция света — отнюдь не редкое явление, как это может показаться с первого взгляда. По существу все, что связано с распространением света в веществе, относится к классу явлений интерференции. Действительно, световая волна, падая на среду, возбуждает электрические колебания в атомах и молекулах. Вследствие этого эти частицы начинают излучать вторичные электромагнитные волны, также воздействующие на атомы и молекулы среды. Падающая волна и возбужденные ею вторичные волны интерферируют, и этой интерференцией определяются все особенности распространения света в среде.

Действие линзы и вогнутого зеркала можно рассматривать также как интерференционный эффект. Действительно, возмущения от точечного источника, если они попадают на различные участки линзы, в дальнейшем распространяются по различным путям вдоль лучей к фокусу. Так как оптические длины всех лучей от источника до фокуса одинаковы, то возмущения приходят в фокус в *одинаковых* фазах и при наложении усиливают друг друга. Этим интерференционным эффектом и объясняется фокусирующее действие линзы. Если бы при своем распространении световые возмущения строго следовали законам лучевой (геометрической) оптики, то в фокусе получилась бы бесконечная интенсивность светового поля. То обстоятельство, что этого не происходит, связано с отступлениями от геометрической оптики и прежде всего с дифракцией.

2. Рассмотрим более интересный пример. Допустим, что в прозрачной однородной среде движется электрон или какая-либо другая заряженная частица с постоянной скоростью V . Своим

полем движущийся электрон возбуждает атомы и молекулы среды, и они становятся центрами излучения электромагнитных волн. При равномерном движении электрона эти волны *когерентны* и могут интерферировать между собой. Если скорость электрона V больше фазовой скорости света в среде v , то волны, исходящие от электрона в различные моменты времени, при определенных условиях могут приходить в точку наблюдения одновременно.

Действительно, пусть A и B (рис. 148) — точки, через которые электрон проходил в моменты времени t_1 и t_2 соответственно. На прохождение расстояния AB электрон затратил время $t_2 - t_1 = AB/V$. В точку наблюдения P волны из A и B придут в моменты времени $t_1 + AP/v$ и $t_2 + BP/v$. Разность этих времен равна

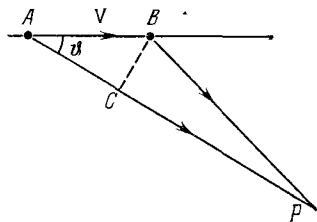


Рис. 148.

$$\Delta t = (t_2 - t_1) - \frac{AP - BP}{v} = \frac{AB}{V} - \frac{AP - BP}{v}.$$

Если точка P удалена достаточно далеко, то $AP - BP \approx AC = AB \cos \vartheta$, так что $\Delta t = AB \left(\frac{1}{V} - \frac{\cos \vartheta}{v} \right)$. Так как по предположению $v < V$, то существует угол ϑ , удовлетворяющий условию

$$\cos \vartheta = \frac{v}{V} = \frac{1}{n\beta}, \quad (38.1)$$

где $\beta \equiv V/c$, а $n \equiv c/v$ — показатель преломления среды. Если это условие выполнено, то все волны придут в точку P *одновременно*, какова бы ни была длина отрезка AB . В этом случае при интерференции произойдет взаимное усиление их. Во всех других случаях путь электрона можно разбить на такие отрезки, чтобы от крайних точек каждого из них волны приходили в точку P с разностью хода λ . Волны, приходящие от всех точек каждого из таких отрезков, полностью погасят друг друга из-за интерференции. Следовательно, то же произойдет с волнами, приходящими от всех точек среды, лежащих на пути движения электрона. Таким образом, в направлениях, определяемых условием (38.1), электрон (точнее — среда, в которой он движется) будет излучать электромагнитные волны, а в остальных направлениях излучения не будет.

Такое излучение экспериментально было обнаружено в 1934 г., а затем подробно исследовано П. А. Черенковым (р. 1904), в то время аспирантом С. И. Вавилова (1891—1951). Черенков показал, что все без исключения жидкие и твердые тела при прохождении через них быстрых электронов, помимо флуоресценции, имеющей место в некоторых случаях, всегда испускают слабый видимый

свет с непрерывным спектром. Свечение частично поляризовано, причем электрический вектор лежит преимущественно в плоскости, образованной световым лучом излучения и направлением движения электрона. Излучение направлено главным образом вперед и максимумно вдоль образующих конуса, ось которого задается направлением движения электрона, а угол при вершине 2θ определяется формулой (38.1). Свечение не удается потушить ни температурным воздействием, ни прибавлением к светящейся среде веществ, тушащих флуоресценцию. Попытки определения времени нахождения излучающих атомов и молекул в возбужденном состоянии показали, что это время равно нулю: свечение прекращается одновременно с прекращением прохождения электронов через среду. Эти особенности свечения привели С. И. Вавилова к заключению, что оно не является люминесценцией, для которой характерна конечная длительность свечения.

Ввиду очень слабой яркости свечения, Черенков при количественных измерениях в большинстве случаев применял метод Вавилова фотометрирования по порогу зрения.

В дальнейшем было показано, что свечение вызывается также протонами, мезонами и другими быстрыми заряженными частицами. Свечение, вызываемое радиоактивными излучениями, было известно и ранее, но оно во всех случаях неправильно считалось одним из видов люминесценции.

3. Ведущая роль в руководстве экспериментальными исследованиями, направленными на выяснение природы свечения, принадлежит С. И. Вавилову. Качественное объяснение явления излучения Вавилова — Черенкова, приведенное выше, было дано И. Е. Таммом (1895—1971) и И. М. Франком (р. 1908) в 1934 г. Тогда же ими была создана и количественная теория, согласующаяся с наблюдаемыми фактами. Несколько позднее, в 1940 г., В. Л. Гинзбург (р. 1916) построил квантовую теорию, основанную на законах сохранения энергии и импульса.

Из рассуждений, приведенных выше, ясно, что в формулу (38.1) должна входить *фазовая*, а не какая-либо другая скорость света, так как именно она определяет фазы колебаний, а с ними и условие интерференционного усиления волн. Из формулы (38.1) видно, что излучение на частотах ω , для которых $n(\omega) < 1/\beta$, невозможно. Поэтому спектр излучения Вавилова — Черенкова должен обрываться на коротких волнах, где условие (38.1) перестает выполняться из-за дисперсии света. В частности, невозможно излучение Вавилова — Черенкова рентгеновских волн, так как для них $n < 1$.

Если бы электрон двигался в среде строго равномерно, то излучение было бы точно сосредоточено на поверхности конуса, определяемого условием (38.1). Из-за неравномерности движения появляется размытие этой поверхности. Но даже и при наличии такого размытия направленность излучения указывает на то, что молекулы

и атомы среды, возбуждаемые электроном, излучают *когерентно* если и не на всем пути движения электрона, то во всяком случае на его части порядка длины световой волны. Следовательно, рассматриваемое явление *практически не зависит от атомного строения среды* и может быть рассмотрено в рамках *макроскопической электромагнитной теории*. Это и было сделано Таммом и Франком. Ограничимся приведением основного результата. Полная энергия, излучаемая электроном в единицу времени на единице его пути, определяется формулой

$$\frac{dW}{dt} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \omega d\omega. \quad (38.2)$$

Интегрирование производится по частотам, для которых $\beta n(\omega) > 1$. Той же формулой очевидным образом определяется и распределение излучаемой энергии по спектру частот. Формула справедлива при выполнении условия

$$T(\omega) \left| \frac{dV}{dt} \right| \ll v(\omega), \quad (38.3)$$

т. е. когда скорость электрона V за период световых колебаний $T = 2\pi/\omega$ меняется мало по сравнению с фазовой скоростью $v(\omega)$. По оценке Тамма и Франка полная потеря энергии электрона на излучение Вавилова — Черенкова в жидкостях и твердых телах по порядку величины составляет несколько тысяч электрон-вольт на сантиметр пути, т. е. пренебрежимо мала по сравнению с потерями энергии по другим причинам.

Излучение электрона, конечно, приводит к его торможению. Само по себе ускоренное движение электрона вызывает излучение. Однако из изложенного выше следует, что это излучение не имеет ничего общего с интерференцией, определяющей излучение Вавилова — Черенкова. Если бы к электрону приложить силу, уравновешивающую все тормозящие силы, то ускорение исчезло бы, а излучение Вавилова — Черенкова осталось бы. Именно так надо понимать утверждение, что электрон, равномерно движущийся в среде, излучает, если его скорость больше фазовой скорости света в этой среде.

4. Явления, аналогичные излучению Вавилова — Черенкова, давно известны в гидро- и аэродинамике. Например, если скорость судна превышает минимальную фазовую скорость на поверхности воды, то оно начинает непрерывно генерировать волновые цуги, даже когда его скорость остается постоянной. В этом причина так называемого *волнового сопротивления*, встречаемого судами при движении по поверхности воды. То же самое происходит при полете снарядов и самолетов в воздухе. Они начинают излучать ударные волны, называемые *волнами Маха* (1838—1916), если движутся со сверхзвуковыми скоростями. Потери энергии на это излучение

столь значительны, что они обуславливают основное сопротивление, испытываемое снарядами и самолетами при сверхзвуковых движениях. Указанные явления сложнее излучения Вавилова — Черенкова из-за нелинейности гидродинамических уравнений.

5. Излучение Вавилова — Черенкова может вызываться не только движущимися частицами, но и каким-либо возбуждением, распространяющимся со скоростью, превышающей фазовую скорость света в среде. Допустим, например, что на границу раздела двух сред падает волна с плоским фронтом AB (рис. 149). Вдоль границы раздела побегит возмущение со скоростью $V = v_1/\sin \varphi$,

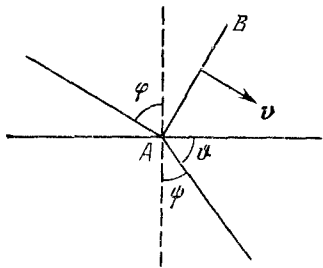


Рис. 149.

где v_1 — фазовая скорость света в первой среде. Оно возбудит во второй среде излучение Вавилова — Черенкова под углом θ к границе раздела. Угол θ определяется формулой (38.1), т. е. $\cos \theta = v_2/V$, где v_2 — фазовая скорость во второй среде. Замечая, что $\cos \theta = \sin \psi$, откуда находим $\sin \psi/\sin \varphi = v_2/v_1$. Это — закон преломления Снеллиуса. Таким образом, преломление света можно трактовать как эффект Вавилова — Черенкова, возбуждаемый во вто-

рой среде падающей волной. Так же можно рассматривать и отражение света. Распространение света в однородной среде тоже подчиняется закону (38.1). В этом случае скорость волнового фронта V совпадает с фазовой скоростью v , так что формула (38.1) дает $\theta = 0$, т. е. волновой фронт распространяется без изменения направления.

6. Излучение Вавилова — Черенкова нашло широкое применение в ядерной физике и физике высоких энергий. На нем основано действие так называемых черенковских счетчиков, т. е. детекторов релятивистских заряженных частиц, излучение которых регистрируется с помощью фотоумножителей. Основное назначение черенковских счетчиков — разделение релятивистских частиц с одинаковыми импульсами, но различными скоростями. Пусть, например, пучок, состоящий из релятивистских протонов и π -мезонов, проходит через однородное поперечное магнитное поле. Направления траекторий прошедших частиц будут определяться только их импульсами, но не будут зависеть от их скоростей. С помощью диафрагм можно выделить протоны и π -мезоны с одинаковыми импульсами. Из-за различия масс скорости π -мезонов v_π окажутся несколько больше скоростей протонов v_p . Если полученный пучок направить в газ и подобрать показатель преломления n газа так, чтобы было $v_\pi > \frac{c}{n} > v_p$, то π -мезоны будут давать излучение Вавилова — Черенкова, а протоны — нет. Таким образом, счетчик будет реги-

стрировать только π -мезоны, но не будет регистрировать протоны. Показатель преломления газа в камере счетчика n можно менять, изменяя его давление.

7. В заключение остановимся на вопросе, может ли возникнуть электромагнитное излучение, когда заряженная частица движется равномерно в среде с досветовой скоростью, т. е. со скоростью, меньшей фазовой скорости света в рассматриваемой среде. Если среда однородна, то ответ будет отрицательным. Действительно, движущаяся заряженная частица на своем пути, конечно, будет возбуждать атомы и молекулы среды. Последние начнут излучать. Однако эти излучения в результате интерференции погасят друг друга, так как при равномерном движении частицы и однородности среды их амплитуды одинаковы, а фазы возрастают линейно с расстоянием, пройденным частицей. Но если среда неоднородна, то гашения не будет и появится излучение. Такое излучение, на существование которого было указано В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком в 1944 г., называется *переходным излучением*.

Особенно наглядно происхождение переходного излучения можно понять на следующем примере. Если электрон (или другая заряженная частица) находится перед плоской границей идеального металла, то электрическое поле вне металла можно рассматривать как поле диполя, состоящего из электрона и его «электрического изображения» в поверхности металла (см. т. III, § 23). Если электрон приближается к металлу, то электрическое изображение движется к нему навстречу. При этом электрический момент диполя уменьшается. Вследствие этого и возникает излучение. В момент, когда электрон пересекает границу металла, происходит как бы аннигиляция электрона и его электрического изображения. Так же возникает переходное излучение, когда электрон выходит из металла в вакуум.

Аналогично объясняется возникновение переходного излучения, когда заряженная частица переходит через границу двух диэлектриков. В этом случае также применим метод электрических изображений, хотя и в несколько измененной форме (см. т. III, § 24).

Переходное излучение наблюдалось уже давно в виде свечения анодов рентгеновских трубок. Конечно, природа этого свечения была выяснена много позднее.

Переходное излучение также используется в счетчиках релятивистских частиц для определения их скоростей.