

точнее — его тангенциальной составляющей. Только ньютоновская теория связывает этот закон с направлением силы, действующей на световую корпускулу нормально к границе раздела, что в случае фотона лишено смысла. Количественное же различие между результатами обеих теорий связано с тем, что импульс ньютоновской корпускулы пропорционален ее скорости v , а импульс фотона в среде обратно пропорционален. По этой причине фотонная теория приводит к такому же выражению для показателя преломления, как и классическая волновая теория.

Представление о фотонах в среде применимо не только к преломлению света, но и ко многим другим явлениям, о которых говорится в последующих параграфах.

5. В заключение — одно принципиальное замечание, затрагивающее уже физическое толкование корпускулярно-волнового дуализма. Как уже было отмечено выше, общее число фотонов при отражении и преломлении не меняется. Если на границу раздела падает всего один фотон, то после падения он будет обнаружен либо в виде отраженного, либо в виде прошедшего фотона. Импульс у отраженного фотона — такой же по величине, как и у падающего, но имеет иное направление. Импульс прошедшего фотона меняет не только направление, но и величину. Не является ли это нарушением закона сохранения импульса в элементарном процессе, т. е. для единичного фотона? Не является ли этот закон лишь статистическим законом, как это фактически требовалось в пунктах 2 и 3? Такое заключение отвергается современной квантовой теорией.

Явления интерференции фотонов приводят к заключению, что при падении фотона на границу раздела возникает новое состояние, не поддающееся описанию на языке классической теории. Оно характеризуется тем, что фотон от части находится в состоянии отражения, отчасти в состоянии преломления. Закон сохранения импульса соблюдается и в элементарном процессе. Если же произвести опыт по обнаружению фотона (в квантовой механике его называют измерением), то будет обнаружен либо отраженный, либо прошедший фотон. Но измерение меняет состояние системы, нарушения закона сохранения импульса не происходит. В каком состоянии будет обнаружен фотон, — в состоянии отражения или в состоянии преломления, — это заранее предсказать с достоверностью невозможно. Можно указать лишь *роятности* того и другого состояний.

§ 6. Излучение Вавилова — Черенкова. Эффект Допплера при движении источника света в среде

1. Пусть источник света движется в изотропной среде с показателем преломления $n(\omega)$. Законы сохранения энергии и импульса при испускании света можно записать совершенно так

же, как и в случае вакуума, т. е. в виде (4.7), сохранив при этом прежние обозначения. Разумеется, мы пользуемся привилегированной системой отсчета, в которой рассматриваемая среда *неподвижна*. С помощью одних только законов сохранения, конечно, нельзя решить вопрос, произойдет или не произойдет испускание света. Для этого необходимо привлечь более детальные электродинамические уравнения. Но если законы сохранения не выполняются, то испускание невозможно. Законы сохранения не раскрывают механизма явления. Они могут дать только *необходимое*, но не достаточное условие испускания.

С уравнениями (4.7) мы поступим в точности так же, как в § 4, с той только разницей, что связь энергии с импульсом излучения запишем в виде $p_{изл} = n\mathcal{E}_{изл}/c$. Тогда получим

$$\mathcal{E}_0^2 - \mathcal{E}'_0^2 = \mathcal{E}_{изл}^2 (n^2 - 1) - 2\mathcal{E}\mathcal{E}_{изл} (\beta n \cos \vartheta - 1). \quad (6.1)$$

При $n = 1$, как и должно быть, это соотношение переходит в (4.8). Однако, в отличие от вакуума, уравнение (6.1) учитывает то обстоятельство, что в явлении участвуют не только излучающий атом и само излучение, но и *среда*, в которой движется атом. Это учитывается феноменологически — посредством показателя преломления среды.

2. Применим уравнение (6.1) к движению частицы, *внутреннее состояние которой при движении не меняется*, т. е. частица все время находится в одном и том же квантовом состоянии. В случае устойчивой частицы это будет всегда, когда энергии взаимодействия ее с окружающей средой недостаточно, чтобы перевести частицу в более высокое энергетическое состояние. Так будет обстоять дело, например, при движении электрона, протона и другой, даже неустойчивой, элементарной частицы, если только во время полета она не распадется или не испытает какого-либо другого превращения. Во всех этих случаях от внутренних степеней свободы частицы можно отвлечься, считая ее как бы бесструктурной. Масса m_0 , а с ней и энергия покоя $\mathcal{E} = m_0 c^2$ частицы во время движения остаются постоянными. В уравнении (6.1) следует положить $\mathcal{E}'_0 = \mathcal{E}_0$, что дает

$$\mathcal{E}_{изл} (n^2 - 1) - 2\mathcal{E} (\beta n \cos \vartheta - 1) = 0,$$

если только испускание света действительно происходит ($\mathcal{E}_{изл} \neq 0$). С учетом соотношения $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$ отсюда получаем

$$\mathcal{E}_{изл} = \frac{2\mathcal{E}_0}{\sqrt{1 - \beta^2} (n^2 - 1)} (\beta n \cos \vartheta - 1), \quad (6.2)$$

а потому

$$\cos \vartheta = \frac{1}{\beta n} + \frac{\sqrt{1 - \beta^2} (n^2 - 1)}{2\beta n} \left(\frac{\mathcal{E}_{изл}}{\mathcal{E}_0} \right). \quad (6.3)$$

Если частица испустила один квант, то $\mathcal{E}_{изл} = \hbar\omega$, а потому

$$\cos \vartheta = \frac{1}{\beta n(\omega)} + \frac{\sqrt{1 - \beta^2} (n^2(\omega) - 1)}{2\beta n(\omega)} \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0}. \quad (6.4)$$

Второе слагаемое в этой формуле учитывает отдачу, которую получает излучающая частица при испускании кванта $\hbar\omega$. Если пренебречь этим слагаемым (что допустимо, когда оно по модулю очень мало по сравнению с единицей), то получится классическая формула

$$\cos \vartheta = \frac{1}{\beta n(\omega)}. \quad (6.5)$$

Из формулы (6.5) следует, что $\cos \vartheta > 0$, т. е. испускание света может происходить только вперед. Для испускания света частоты ω необходимо, чтобы было $\beta n(\omega) > 1$. То же получается и из общей формулы (6.4), так как оба слагаемых в правой части этой формулы существенно положительны. Если ввести фазовую скорость света в среде по формуле $n(\omega) = c/v_{фаз}$, то получится

$$v > v_{фаз}, \quad (6.6)$$

т. е. для испускания света необходимо, чтобы скорость частицы превосходила фазовую скорость света в среде. Отсюда следует, что испускание невозможно при движении частицы в вакууме, так как в этом случае $v_{фаз} = c$. Энергия излучения черпается за счет кинетической энергии частицы, так как при испускании света внутреннее состояние частицы остается без изменения. По этой причине движение частицы замедляется. Однако ускорение само по себе на механизм явления не влияет. В этом смысле говорят, что испускание света возможно и при равномерном движении заряженной частицы в среде, если только выполнено условие (6.6).

Рассмотренное явление было открыто в 1934 г. и экспериментально исследовано П. А. Черенковым (р. 1904) в лаборатории и под руководством С. И. Вавилова (1891—1951). Его называют излучением Вавилова — Черенкова. Классическая теория явления была создана И. Е. Таммом (1895—1971) и И. М. Франком (р. 1908), а квантовая — В. Л. Гинзбургом (р. 1916) (см. т. IV, § 38).

3. Рассмотрим теперь случай, когда при движении внутреннее состояние излучающей частицы изменяется. Примером может служить движущийся атом или ион. В этом случае испускание света происходит за счет внутренней и кинетической энергии атома. Как и в § 4, частоту излучаемого света неподвижного атома обозначим через ω , а движущегося — через ω' . (Эти обозначения отличаются от обозначений предыдущего пункта.) Кроме того,

$$\mathcal{E}_0^2 - \mathcal{E}'_0^2 = (\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}'_0)(\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}'_0) = [2\mathcal{E}_0 - (\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}'_0)](\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}'_0).$$

При подстановке этого выражения в (6.1), ради упрощения, пренебрежем квадратами малых величин $\mathcal{E}_{\text{изл}}$ и $(\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}'_0)$. Обе эти величины, как видно из дальнейшего, пропорциональны \hbar^2 . В указанном приближении, следовательно, учитываются члены, линейные по \hbar , и отбрасываются члены, пропорциональные \hbar^2 . Благодаря этому из окончательного выражения для частоты излучаемого света выпадает постоянная Планка \hbar , и для эффекта Допплера получается классический результат. В нем, с точностью до малых квантовых поправок, содержатся все существенные выводы. Выполнив указанную подстановку и учитя при этом, что $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$, получим классическую формулу

$$\mathcal{E}_{\text{изл}} = \frac{\sqrt{1 - \beta^2} (\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}'_0)}{1 - \beta n \cos \theta}. \quad (6.7)$$

Возможны три случая.

1) $1 - \beta n > 0$, т. е. скорость источника меньше фазовой скорости света в среде. В этом случае тем более $1 - \beta n \cos \theta > 0$, т. е. знаменатель в (6.7) положителен. Так как при испускании всегда $\mathcal{E}_{\text{изл}} > 0$, то испускание возможно лишь при условии $\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}'_0 > 0$, т. е. атом в результате испускания должен переходить с более высокого на более низкий энергетический уровень. В частности, невозбужденный атом в рассматриваемом случае излучать не может. Чтобы от энергии перейти к частоте, заметим, что $\mathcal{E}_{\text{изл}} = \hbar \omega'$, а $\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}'_0 = \hbar \omega$, так как в случае неподвижного атома вся его внутренняя энергия при переходе с верхнего уровня \mathcal{E}_0 на нижний \mathcal{E}'_0 превращается в излучение. В результате из (6.7) получается формула

$$\omega' = \frac{\omega \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta n \cos \theta} = \frac{\omega \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - (v/v_{\text{фаз}}) \cos \theta}. \quad (6.8)$$

Она отличается от соответствующей формулы для вакуума (4.10) только тем, что вместо скорости c в ней стоит фазовая скорость света в среде. На поперечном эффекте Допплера ($\cos \theta = 0$) влияние среды никак не оказывается. Он определяется исключительно релятивистским замедлением времени (см. т. IV, § 107).

2) $1 - \beta n < 0$, т. е. скорость источника больше фазовой скорости света в среде. В этом случае, на который обратили внимание В. Л. Гинзбург и И. М. Франк, говорят о *сверхсветовом* или *аномальном* эффекте Допплера. Здесь в свою очередь есть две возможности.

Во-первых, испускание света происходит под таким углом θ , что знаменатель в (6.7) положителен, т. е. $\cos \theta < 1/\beta n$. Иными словами, излучение направлено *вне черенковского конуса*, т. е. конуса, определяемого уравнением $\cos \theta = 1/\beta n$. Как и в случае (1), испускание возможно, если $\mathcal{E}_0 > \mathcal{E}'_0$, т. е. атом

должен переходить с более высокого энергетического уровня на более низкий. Частота ω' определяется прежней формулой (6.8).

Во-вторых, испускание света происходит под таким углом ϑ , что знаменатель в (6.7) отрицателен, т. е. $\cos \vartheta > 1/\beta n$. Это значит, что излучение распространяется *внутри* черенковского конуса $\cos \vartheta = 1/\beta n$. Для возможности испускания необходимо, чтобы было $\mathcal{E}_0 < \mathcal{E}'_0$, — при испускании атом должен переходить с более низкого на более высокий уровень, т. е. возбуждаться. Испускание света и возбуждение атома происходят за счет кинетической энергии атома. В этом случае $\mathcal{E}'_0 - \mathcal{E}_0 = \hbar\omega$, т. е. ω означает частоту, с которой испускался бы свет неподвижным атомом при переходе с верхнего уровня \mathcal{E}'_0 на нижний \mathcal{E}_0 . Она равна той частоте света, которую способен поглощать неподвижный атом при обратном переходе с нижнего уровня \mathcal{E}_0 на верхний \mathcal{E}'_0 . Что касается $\mathcal{E}_{изл}$, то эта величина определяется прежним выражением $\mathcal{E}_{изл} = \hbar\omega'$. Поэтому получается формула

$$\omega' = \frac{\omega \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta n \cos \vartheta - 1} = \frac{\omega \sqrt{1 - \beta^2}}{(v/v_{\text{фаз}}) \cos \vartheta - 1}. \quad (6.9)$$

3) $1 - \beta n = 0$, т. е. атом движется со скоростью, равной фазовой скорости света в среде. В этом случае, если атом заряжен, появляется излучение Вавилова — Черенкова.

§ 7. Фотоны в гравитационном поле

1. Рассмотрим с квантовой точки зрения изменение частоты света и искривление светового луча в гравитационном поле. Первый эффект уже рассматривался классически в т. I (§ 72) и в т. IV (§ 109) на основе принципа эквивалентности поля тяготения и ускоренного движения. Полученные там результаты выводятся здесь из закона сохранения энергии с использованием связи между энергией и частотой фотона: $\mathcal{E} = \hbar\omega$.

Согласно теории относительности всякая энергия обладает массой, причем инертная и гравитационная массы равны между собой. Применим это положение к ограниченному пучку света с энергией \mathcal{E} , распространяющемуся в постоянном гравитационном поле. Гравитационный потенциал поля $\phi(r)$ может меняться в пространстве. Поскольку свет обладает гравитационной массой $m = \mathcal{E}/c^2$, гравитационное поле над ним совершает работу. Если свет переходит из точки с гравитационным потенциалом ϕ в точку с гравитационным потенциалом $\phi + d\phi$, то энергия света получает приращение

$$d\mathcal{E} = -Gm d\phi = -G \frac{\mathcal{E}}{c^2} d\phi,$$