

В.Р. Бурсиан

**Лекции по теории
излучения**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
В11

В11 **В.Р. Бурсиан**
Лекции по теории излучения / В.Р. Бурсиан – М.: Книга по Требованию, 2021. –
98 с.

ISBN 978-5-458-57791-5

ISBN 978-5-458-57791-5

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2021

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2021

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



Серия Книжный Ренессанс

www.samizday.ru/reprint

ВСТУПЛЕНИЕ

Один из основных фактов, лежащих в основе учения о термодинамическом равновесии, заключается в том, что во всякой замкнутой системе тел в конце концов устанавливается определенное состояние равновесия, при котором все тела имеют одну и ту же температуру. Как показывает опыт, для этого нет необходимости непосредственного соприкосновения тел; отдельные части системы могут быть отделены друг от друга вакуумом. Ближайшее изучение показывает, что обмен энергии между телами происходит в таком случае путем излучения, особой формы передачи энергии. Законы передачи и распространения энергии излучения экспериментально впервые были изучены для видимых лучей, но затем были открыты и невидимые лучи, подчиняющиеся качественно тем же законам, но количественно различающиеся значением одного определенного параметра, именно частоты колебания или длины волны. Оба эти термина (обозначения, названия) вытекают из представления о механизме этого явления, как распространения некоторых колебаний в виде волнового процесса, причем наилучший синтез всех сторон этого процесса был получен истолкованием его как электромагнитных волн. По вопросам распространения лучистой энергии эта точка зрения, как известно, дает возможность охватить правильным описанием очень большой круг явлений, но в вопросах возникновения и исчезновения лучистой энергии, т. е. в вопросах испускания и поглощения — эта теория долго не могла дать ясной картины.

Причиной появления электромагнитных волн должны быть электромагнитные процессы, подобные тем, которые происходят в антенне, т. е. электромагнитные колебания в самых атомах. Предпосылки к этому у теоретической физики имелись в достаточном количестве; мы и до сих пор считаем, что атомы всех тел состоят из положительно заряженных ядер и отрицательных электронов, окружающих ядро; казалось, что их движения и являются достаточной причиной появления в окружающем пространстве электромагнитных волн. Как мы теперь знаем, проведение „классической“ точки зрения, т. е. увязка электромагнитного поля с перемещением зарядов по тем же законам, какие установлены для макроскопических токов и движущихся зарядов, натолкнулось на существенные противоречия. В процессах поглощения и испускания особенно резко выступает другая сторона явлений, их „квантовая“ природа, и лишь в самое последнее время, да и то еще не вполне, был достигнут удовлетворительный синтез этих двух сторон.

Историческое значение теории излучения очень важно; в ней впервые появилась необходимость изменить классические представления, впервые

появились основные понятия квантовой теории. Объясняется это тем, что в теории излучения мы исходим из очень общих положений термодинамики и статистики и комбинируем их с столь же общими положениями механики и электродинамики; этот способ рассмотрения позволяет обойтись без конкретных гипотез о механизме атомов, на несовершенство которых всегда можно сослаться, если получается неудовлетворительный результат. Так как однако оказалось, что противоречия коренятся в самых общих положениях, то избавиться от них можно было только дополнив или видоизменив эти положения коренным образом; это и пришлось сделать Планку введением представления о квантах действия, о какой-то, не вытекающей из классической динамики и электродинамики дискретности атомных процессов, что и положило начало развитию квантовой физики.

Помимо этого принципиального значения знание законов излучения имеет и большое практическое значение; на них основана оптическая пирометрия, они важны для осветительной техники; один из первых результатов теории излучения — закон Кирхгоффа — исторически связан с возникновением спектрального анализа и применением его к изучению химического состава небесных тел.

Глава I

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 1. Равновесное излучение

Обращая наше внимание на участие лучистой энергии в термодинамических процессах, мы должны пересмотреть и дополнить обычные представления, с которыми оперирует термодинамика. Всякое тело, находясь при определенных физических условиях (температура, давление), излучает энергию, что можно обнаружить, поместив его в окружение других тел, имеющих меньшую температуру, и отделив его от них сколько-нибудь прозрачной средой; в то же время оно поглощает энергию, падающую на него со всех сторон; легко видеть, что действительное изменение энергии данного тела со временем является результатом баланса этих двух процессов. Излучение энергии и поглощение ее не являются поверхностными процессами; действительно совершенно непрозрачных тел в природе не существует — все вещества в достаточно тонком слое являются прозрачными. Поэтому нужно допустить, что каждый элемент объема тела испускает энергию во все стороны и находится под действием потока энергии, происходящего от окружающих его частей нашей системы тел. Все пространство, занятое или не занятое физическими телами, заполнено излучением, и, говоря об энергии, заключенной в данном теле, нужно принимать во внимание и лучистую энергию. Это представление вносит известное осложнение, так как мы уже не можем сказать просто, что внутренняя энергия физически простого тела есть функция, например, p и t ; при тех же значениях p и t данное тело может быть пронизано потоком лучистой энергии разной интенсивности, разного спектрального состава и разных направлений. Правда, в таком случае состояние тела вообще не будет равновесным; при разных состояниях лучистой энергии, пронизывающей данное тело, в нем, вследствие поглощения и собственного испускания будут, вообще говоря, идти процессы, изменяющие его состояние. Так как термодинамика дает количественные результаты только при рассмотрении равновесных состояний, то мы должны себе представить систему, замкнутую по отношению ко всем видам энергии, т. е. замкнутую и в смысле излучения. Внутри такой замкнутой системы должно наступить окончательное равновесие, при котором все тела примут одинаковую температуру; одной из характеристик этого достигнутого равновесия и будет равновесие между лучистой энергией, находящейся в каждом элементе объема, и веществом, т. е. равновесие лучеиспускания и поглощения. Мы приходим таким образом к основному положению, что в равн

весной системе, имеющей температуру T , внутри каждого вещества должно существовать определенное равновесное излучение, определяемое физическими свойствами и состоянием данного вещества.

§ 2. Масштабы длин и времени в теории излучения

В теории излучения мы заинтересованы главным образом наблюдаемыми явлениями макроскопического масштаба, т. е. потоками энергии в данных направлениях за конечные, хотя и малые, промежутки времени. Законы распространения, лучистой энергии (законы преломления, отражения) мы будем рассматривать в таком же масштабе. Макроскопическими масштабами длины и времени мы будем считать длины волн и периоды колебаний. Опыт показывает, что в вопросах температурного излучения мы имеем дело с такими длинами волн и такими периодами колебаний, которые достаточно малы по сравнению с обычными размерами тел и временами, доступными наблюдению. Поэтому мы будем говорить о постоянном значении плотности энергии при достигнутом равновесии, хотя на самом деле в каждой точке рассматриваемого объема мы имеем дело с быстропеременными (но в макроскопическом масштабе стационарными) процессами; что касается законов распространения, то, как известно, при размерах тел, больших по сравнению с длиной волны, мы можем пользоваться законами геометрической оптики, пренебрегая дифракцией. Это ограничение не мешает применению математического анализа бесконечно малых совершенно так же, как молекулярная структура не мешает применению понятия дифференцирования и интегрирования к вопросам теории упругости. Для этого нужно только, чтобы существовали элементы объема и времени, достаточно малые, чтобы в их пределах функции, представляющие макроскопически измеряемые величины, можно было считать мало меняющимися, а с другой стороны эти элементы должны быть настолько большими, чтобы для них эти макроскопические величины имели еще смысл.

§ 3. Геометрические свойства световых пучков

Возьмем элемент поверхности ds в поле излучения, некоторое направление и малый телесный угол $d\Omega$ вокруг этого направления. Энергию, проходящую во время dt (малое по сравнению с такими временами, в течение которых происходит заметное изменение потока энергии, но большое по сравнению с периодами световых колебаний) через ds в пределах $d\Omega$, мы обозначим через dE . Если ds , dt , $d\Omega$ достаточно малы, то мы получаем:

$$dE = K ds d\Omega \cos \theta dt, \quad (1)$$

где θ — угол между нормалью к ds и направлением пучка. Произведение $ds \cos \theta$ есть не что иное, как поперечное сечение пучка (рис. 1).

Коэффициент K в формуле (1) называется яркостью пучка, и есть величина, которая может зависеть от координат, от направления и от времени.

Формула (1) определяет K как предел:

$$K = \lim \frac{dE}{dt d\Omega ds \cos \theta}. \quad (1')$$

где в правой части $\lim$ означает предел, к которому стремится указанное отношение при достаточном уменьшении величин, обозначенных как дифференциалы. Для дальнейшего нам нужно более детально разобрать состав этой энергии. При помощи спектроסקопа мы можем разложить излучение, идущее в таком пучке, в спектр; кроме того мы его можем разложить при помощи поляризатора на взаимно перпендикулярные линейно поляризованные колебания. Если мы остановим свое внимание на одном из них и в нем на ту энергию, которая приходится на участок спектра между частотами ν и $\nu + d\nu$, то мы напишем

$$dE_\nu = K_\nu \cdot d\nu \cdot ds \cdot d\Omega \cos \theta \cdot dt. \quad (2)$$

K_ν мы называем яркостью поляризованного пучка в данной спектральной области и определяем аналогично K формулой:

$$K_\nu = \lim \frac{dE_\nu}{dt \, d\nu \, d\Omega \, ds \, \cos \theta}. \quad (2')$$

Обозначая через

$$dE'_\nu = K'_\nu \cdot d\nu \cdot ds \cdot d\Omega \cos \theta \cdot dt \quad (3)$$

соответственные величины для другой составляющей (в отношении поляризации), мы имеем:

$$\begin{aligned} dE &= \int_0^\infty (dE_\nu + dE'_\nu) = \\ &= \int_0^\infty (K_\nu + K'_\nu) \, d\nu \cdot ds \cdot d\Omega \cos \theta \cdot dt. \end{aligned} \quad (4)$$

Откуда получаем, сопоставляя с (1):

$$K = \int_0^\infty (K_\nu + K'_\nu) \, d\nu. \quad (5)$$

На практике чаще всего пучок определяется лучами, прошедшими через две диафрагмы ds и ds' (рис. 2).

Если отношение

$$\frac{ds' \cos \theta'}{r^2} = d\Omega, \quad (5')$$

измеряющее телесный угол, под которым из ds усматривается ds' , достаточно мало, то это определение пучка только в бесконечно малых второго порядка будет отличаться от данного выше, так как для всех математиче-

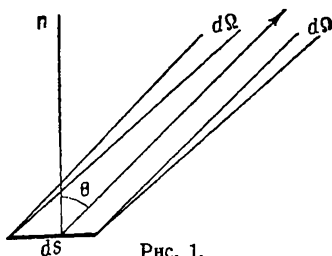


Рис. 1.

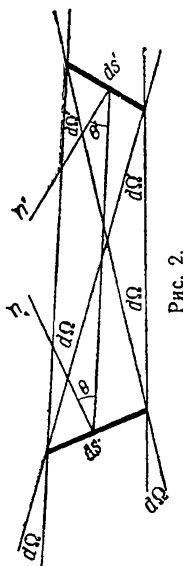


Рис. 2.

ских точек элемента ds отверстие пучков, исходящих из такой точки и опирающихся на диафрагму ds' , будет практически одинаково, и направления осей этих пучков будут бесконечно близкими.

Выражение для потока энергии в таком пучке можем написать в виде:

$$dE = K dt \frac{ds ds' \cos \theta \cos \theta'}{r^2} = K dt ds \cos \theta d\Omega, \quad (6)$$

а для энергии, идущей в обратном направлении,

$$dE^* = K^* dt \frac{ds ds' \cos \theta \cos \theta'}{r^2}. \quad (6')$$

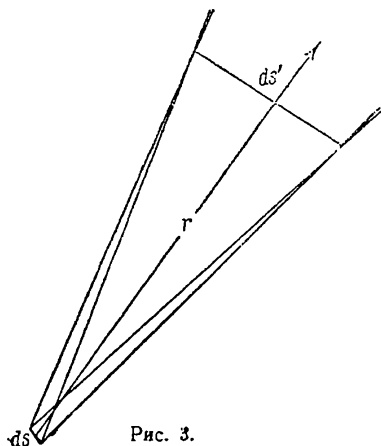


Рис. 3.

В последнем выражении мы можем положить

$$\frac{ds \cos \theta}{r^2} = d\Omega^* \quad (5')$$

и получаем, как и должно быть:

$$dE^* = K^* dt d\Omega^* ds' \cos \theta',$$

где K и K^* — яркости в взаимно противоположных направлениях и в двух разных точках пространства.

Помня, что ds и $d\Omega$ — независимые бесконечно малые, мы можем представлять себе, в случае малости, пучок как практически расходящийся из одной точки; при $ds \ll r^2 d\Omega$

(что зависит от расстояния r) можно считать, что все лучи, направление которых лежит в пределах $d\Omega$, и проходящие через поперечное сечение $ds' = r^2 d\Omega$, принадлежат данному пучку (рис. 3). Наоборот, если мы возьмем $ds \ll r^2 d\Omega$, то мы будем иметь практически параллельный пучок (рис. 4). Наконец, если нам удобно, мы можем определять пучок двумя площадками, как это показано на рис. 2. При этом

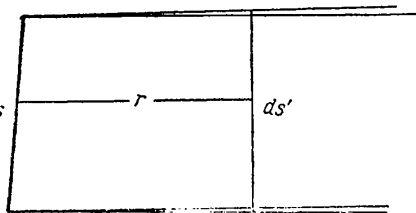


Рис. 4.

однако наши формулы показывают, что нельзя говорить о строго параллельных ($d\Omega = 0$) или исходящих из математической точки ($ds = 0$) пучках; энергия их будет равна нулю. Рассматривая часть энергии пучка, принадлежащую узкому спектральному участку $d\nu$ и определенного направления поляризации, мы можем писать формулы, аналогичные выведе-

денным выше, для dE , с коэффициентом K . На основании данных сейчас определений мы можем доказать две теоремы.

Теорема I. При свободном распространении лучистой энергии в вакууме яркость пучка (K или K_r) есть величина постоянная вдоль пучка.

Предположим, что в точке A нам дан пучок, имеющий определенное направление, сечение ds , телесный угол $d\Omega$ и яркость K_A . Согласно предыдущим определениям, это означает, что для любого сечения $ds'' \leq ds$ и в телесном угле $d\Omega'' \leq d\Omega$ вокруг того же направления, поток энергии за время dt будет выражаться формулой:

$$dE = K_A ds'' \cos \theta d\Omega'' dt.$$

Для определения яркости того же пучка в точке B , лежащей на произвольном расстоянии от A на оси пучка, нам нужно построить около точки B площадку ds' и телесный угол $d\Omega'$ такие, чтобы в пределах $d\Omega'$

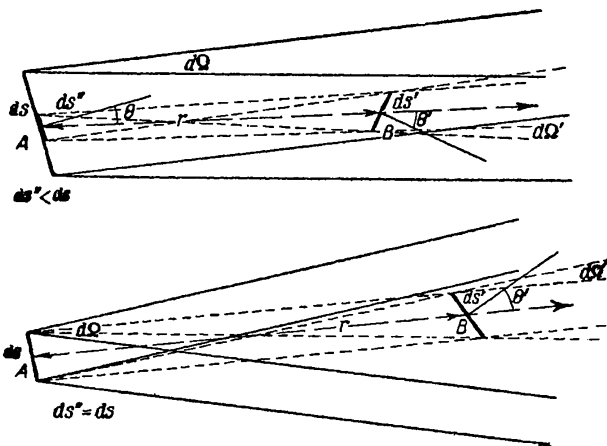


Рис. 5.

проходили только такие лучи, которые принадлежат данному пучку. Как можно убедиться из простых геометрических построений (рис. 5), при любых значениях r , $d\Omega$ и ds можно выбрать ds' и площадку $ds'' \leq ds$ около A так, чтобы все лучи пучка, определяемого сечениями ds' и ds'' , принадлежали данному пучку.

Предполагая, согласно условиям теоремы, что в участке AB не происходит ни испускания, ни поглощения, ни рассеяния энергии, мы будем утверждать, что количество энергии

$$dE = K_A dt \frac{ds'' ds' \cos \theta \cos \theta'}{r^2},$$

прошедшее через ds'' по направлению к ds' , целиком пройдет и через ds' , так что, используя этот пучок для определения K_B , мы получаем согласно (6):

$$dE' = K_B dt \frac{ds'' ds' \cos \theta \cos \theta'}{r^2},$$

где

$$dE' = dE.$$

Отсюда и следует, что

$$K_A = K_B. \quad (7)$$

т. е. прежнее значение яркости. При этом ясно, что дальнейшее уменьшение ds' никакого изменения в величине K не даст, так как dE' будет уменьшаться все время пропорционально ds' ; уменьшение же $d\Omega'$ равносильно уменьшению ds'' , т. е. действующего сечения в A , что, по предположению, уже не влияет на значение K_A . Ясно, что эти же, чисто геометрические, соображения имеют место, если мы будем рассматривать dE_v и K_v .

Теорема II. Геометрическим инвариантом пучка определенной частоты ν при последовательных преломлениях и отражениях на плоских поверхностях различных сред является выражение:

$$dQ = \frac{\cos \vartheta ds d\Omega}{q_\nu^2}, \quad (8)$$

где q_ν есть скорость распространения фазы колебания данной частоты ν в данной среде.

Замечание: предполагая, что радиус кривизны поверхности раздела очень велик по сравнению с длиной волны, мы всегда можем выбрать сечение пучка достаточно малым по отношению к радиусу кривизны, чтобы при рассмотрении процесса отражения или преломления

считать поверхность плоской. Вместе с тем ds должно быть достаточно велико, чтобы можно было применять методы теории излучения.

Сечение пучка определим площадкой ds_0 в плоскости раздела (рис. 6). Введя ϑ_1 — угол падения, ϑ_1' — угол отражения, ϑ_2 — угол преломления,

¹ Если мы имеем дело с нестационарным потоком энергии, то, учитывая скорость распространения энергии q^* , мы имеем:

$$K_A(t) = K_B \left(t + \frac{r}{q^*} \right).$$

В вакууме скорость q^* для всех частот одинакова и равна c ; в материальных средах q^* зависит от частоты, а потому, собственно говоря, нужно формулировать эту теорему не для K , а для K_ν . Для стационарных процессов эта оговорка не существенна.

При наличии дисперсии скорость распространения энергии не совпадает со скоростью распространения фазы. Обозначая последнюю через q_ν , мы имеем для скорости распространения энергии q^* соотношение:

$$\frac{1}{q^*} = \frac{d}{d\nu} \frac{\nu}{q_\nu},$$

имеющее место не слишком близко к областям аномальной дисперсии. Этот вопрос подробнее разобран в книге Л. Бриллюэна: „Квантовая статистика“ (Харьков, 1934).

φ_1 , φ_1' и φ_2 — азимуты направления пучков вокруг нормали к поверхности раздела сред (1) и (2), мы имеем по законам отражения и преломления:

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= \varphi_1', \quad \varphi_1 = \varphi_2, \\ \frac{\sin \vartheta_1'}{\sin \vartheta_1} &= 1, \\ \frac{\sin \vartheta_2}{\sin \vartheta_1} &= n_{12}^{(\nu)} = \frac{1}{n_{21}^{(\nu)}} = \frac{q_{\nu 2}}{q_{\nu 1}},\end{aligned}$$

где $n_{21}^{(\nu)}$ есть показатель преломления среды (2) по отношению к среде (1), $n_{12}^{(\nu)}$ — наоборот, и значок (ν) необходим потому, что показатели преломления и скорости распространения для различных частот вообще различны (дисперсия). Мы имеем:

$$\begin{array}{ll}\text{для отражения} & \text{для преломления} \\ q_{\nu 1} \sin \vartheta_1 = q_{\nu 1} \sin \vartheta_1'; & q_{\nu 2} \sin \vartheta_1 = q_{\nu 1} \sin \vartheta_2.\end{array}$$

Дифференцируя, получаем:

$$q_{\nu 1} \cos \vartheta_1 d\vartheta_1 = q_{\nu 1} \cos \vartheta_1' d\vartheta_1'; \quad q_{\nu 2} \cos \vartheta_1 d\vartheta_1 = q_{\nu 1} \cos \vartheta_2 d\vartheta_2;$$

кроме того очевидно:

$$d\varphi_1 = d\varphi_1'; \quad d\varphi_1 = d\varphi_2.$$

Перемножая левые и правые части полученных равенств, получаем:

$$q_{\nu 1}^2 \sin \vartheta_1 \cos \vartheta_1 d\vartheta_1 d\varphi_1 = q_{\nu 1}^2 \sin \vartheta_1' \cos \vartheta_1' d\vartheta_1' d\varphi_1', \quad (9a)$$

$$q_{\nu 2}^2 \sin \vartheta_1 \cos \vartheta_1 d\vartheta_1 d\varphi_1 = q_{\nu 1}^2 \sin \vartheta_2 \cos \vartheta_2 d\vartheta_2 d\varphi_2. \quad (9b)$$

Выражая телесные углы $d\Omega$, $d\Omega_1'$ и $d\Omega_2$ через ϑ и φ , имеем:

$$\begin{aligned}d\Omega_1 &= \sin \vartheta_1 d\vartheta_1 d\varphi_1; \\ d\Omega_1' &= \sin \vartheta_1' d\vartheta_1' d\varphi_1'; \\ d\Omega_2 &= \sin \vartheta_2 d\vartheta_2 d\varphi_2.\end{aligned}$$

Разделив (9a) на $q_{\nu 1}^4$, а (9b) на $q_{\nu 1}^2 \cdot q_{\nu 2}^2$ и умножив на ds_0 , получаем равенства:

$$\frac{ds_0 \cos \vartheta_1 d\Omega_1}{q_{\nu 1}^2} = \frac{ds_0 \cos \vartheta_1' d\Omega_1'}{q_{\nu 1}^2} = \frac{ds_0 \cos \vartheta_2 d\Omega_2}{q_{\nu 2}^2}.$$

В каждом из пучков мы можем взять сечение ds по любому направлению, причем для падающего, например, имеет место

$$ds_0 \cos \vartheta_1 = ds \cos \vartheta$$

и аналогично для двух других. Таким образом теорему можно считать доказанной.

§ 4. Поглощательная и рассеивательная способности вещества

Предположим, что мы имеем достаточно параллельный пучок, т. е. на рассматриваемом расстоянии x имеет место (рис. 7):

$$x^2 d\Omega \ll ds.$$

Через сечение при x проходит некоторое количество энергии:

$$(dE_v)_x = (K_v)_x dt d\Omega ds dv$$

($\cos \theta$ считаем равным единице, взяв сечение, перпендикулярное к оси пучка). В сечении при $x+dx$ имеем другой поток энергии:

$$(dE_v)_{x+dx} = (K_v)_{x+dx} dt d\Omega ds dv.$$

Если вещество, заключенное в элементе объема $ds dx$, само не испускает света данной частоты, то изменение потока энергии нужно отнести за счет поглощения или рассеяния света. И то и другое вместе пропорцио-

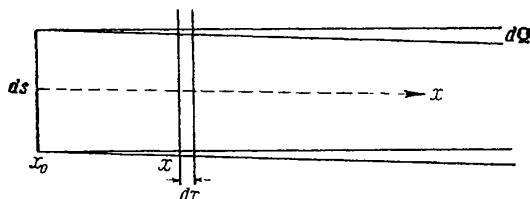


рис. 7.

нально величине падающего потока и толщине пронизываемого слоя (если он достаточно тонок, чтобы считать, что интенсивность потока во всех сечениях интервала dx практически постоянна). Мы пишем:

$$\begin{aligned} (dE_v)_{x+dx} - (dE_v)_x &= -(\alpha + \beta_v) (K_v)_x dx dv dt d\Omega ds = \\ &= [(K_v)_{x+dx} - (K_v)_x] dv dt d\Omega ds, \end{aligned} \quad (10)$$

определяя показатель ослабления как сумму показателей поглощения α , и показателя рассеяния β , данного вещества, заполняющего элемент объема $ds dx$.

Написав разложение:

$$(K_v)_{x+dx} = (K_v)_x + \left(\frac{\partial K_v}{\partial x}\right)_x dx + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 K_v}{\partial x^2}\right)_x dx^2 + \dots,$$

мы имеем:

$$-(\alpha + \beta_v) (K_v)_x dx dv dt d\Omega ds = \left[\left(\frac{\partial K_v}{\partial x}\right)_x dx + \dots \right] dv dt d\Omega ds;$$