

М. Планк

**Введение в теоретическую
физику. Часть 4. Оптика**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
М11

М11 **М. Планк**
Введение в теоретическую физику. Часть 4. Оптика / М. Планк – М.: Книга по Требованию, 2021. – 160 с.

ISBN 978-5-458-51361-6

«Оптика» является четвертым томом «Введения в теоретическую физику» Макса Планка, и включает в себя следующие разделы: 1 – «Оптика изотропных однородных сред», 2 – «Кристаллооптика», 3 – «Дисперсия изотропных сред».

ISBN 978-5-458-51361-6

© 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

ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРЕТИЧЕСКУЮ ОПТИКУ

§ 1. Физическая оптика образует специальный отдел электродинамики, охватывающий быстро меняющиеся поля. Особенное ее значение состоит в том, что она обнимает ту область физики, где возможны наиболее тонкие измерения и вследствие этого возможно наиболее глубокое проникновение в подробности физических процессов. Вместе с тем в оптике яснее, чем в других областях физики, проявляется своеобразная тенденция научного исследования — оставить первоначальную исходную точку — чувственные ощущения — и построить наши физические понятия на более объективных основаниях. В то время как важнейшие оптические понятия — понятия света и цвета — развились первоначально из впечатлений нашего глаза, в современной физике понятия света и цвета не имеют ничего общего с непосредственными ощущениями, но относятся к электромагнитным волнам и периодам колебаний; это развитие вполне оправдывается принесенными им богатыми плодами.

§ 2. В качестве исходной точки удобнее всего взять общую систему уравнений Максвелла для электромагнитного поля в покоящихся телах и притом в той специальной форме, которую они имеют для прозрачных немагнитных тел. Так как прозрачность тела связана с отсутствием превращения электромагнитной энергии в теплоту, то все прозрачные тела являются электрическими изоляторами, в которых вектор $\mathbf{J}$ электрического тока (проводимости) везде и всегда равен нулю. Вместе с проводниками исключаются из рассмотрения и все сильно намагничиваемые вещества, а для остальных можно без заметной ошибки отождествить магнитную индукцию $\mathbf{B}$ с напряжением магнитного поля $\mathbf{H}$. Тогда уравнения поля согласно 3, (3) принимают простую форму:

$$\mathbf{D} = c \operatorname{rot} \mathbf{H}, \quad \mathbf{H} = -c \operatorname{rot} \mathbf{E} \quad (1)$$

вместе с добавочными уравнениями 3, (49) и (51):

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{E}$ обозначает напряжение электрического поля, $\mathbf{H}$ — напряжение магнитного поля, $\mathbf{D}$ — электрическую индукцию, c — критическую скорость.

Эта система уравнений охватывает оптику всех прозрачных веществ. Входящие в них переменные играют лишь роль вспо-

могательных величин, так как они не могут быть непосредственно измерены. величиной, к определению которой сводятся все оптические измерения и вычисление которой является, в сущности говоря, задачей каждой оптической теории, служит вектор потока электромагнитной энергии $\mathbf{S}$, (26), равный:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}, \mathbf{H}], \quad (3)$$

который обуславливает интенсивность излучения по величине и направлению.

Для дальнейшего исследования этих уравнений надо принять во внимание связь между вектором электрического напряжения $\mathbf{E}$ и вектором индукции $\mathbf{D}$; эта связь и определяет характер оптического поведения определенного вещества. В соответствии с видом этой связи мы разобьем весь подлежащий рассмотрению материал на три части и рассмотрим последовательно оптику изотропных однородных сред, кристаллооптику и оптику неоднородных сред вместе с явлениями дисперсии и абсорбции.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ОПТИКА ИЗОТРОПНЫХ ОДНОРОДНЫХ СРЕД

ГЛАВА I

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ

§ 3. Для изотропного однородного вещества связь между электрической индукцией и напряжением электрического поля выражается уравнением 3, (28):

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad (4)$$

где ϵ обозначает диэлектрическую постоянную.

Тогда уравнения поля (1) переходят в

$$\epsilon \dot{\mathbf{E}} = c \operatorname{rot} \mathbf{H}, \quad \dot{\mathbf{H}} = -c \operatorname{rot} \mathbf{E}. \quad (5)$$

Мы рассмотрим в качестве простейшего частного решения этой системы дифференциальных уравнений случай плоской волны, которая распространяется вдоль одной из координатных осей, например по положительному направлению оси x . Тогда все слагающие поля независимы от y и z , и так как в оптике статические поля не принимаются во внимание, то из (5) и (2) получается:

$$E_x = 0, \quad H_x = 0,$$

в то время как для других компонент имеют место дифференциальные уравнения:

$$\begin{aligned} \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} &= -c \frac{\partial H_z}{\partial x}, & \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} &= c \frac{\partial H_y}{\partial x}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= c \frac{\partial E_z}{\partial x}, & \frac{\partial H_z}{\partial t} &= -c \frac{\partial E_y}{\partial x}. \end{aligned}$$

Таким образом из четырех компонент поля каждые две связаны попарно, именно E_y с H_z и E_z с H_y , и для каждой пары компонент имеет место то же самое дифференциальное уравнение (6):

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\epsilon} \cdot \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}. \quad (6)$$

Если мы обозначим

$$\frac{c^2}{\epsilon} = q^2, \quad (7)$$

то из выведенного в 2, § 35 общего интеграла дифференциального уравнения (6) получим наиболее общее выражение для плоской волны, распространяющейся в однородной среде по положительному направлению оси x в виде:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= 0, & H_x &= 0, \\ E_y &= \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} f\left(t - \frac{x}{q}\right), & H_y &= -g\left(t - \frac{x}{q}\right), \\ E_z &= \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} g\left(t - \frac{x}{q}\right), & H_z &= f\left(t - \frac{x}{q}\right), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где f и g — произвольные однозначные функции одного переменного.

Как видно, напряжения обоих полей перпендикулярны к направлению распространения; волна называется поэтому „поперечной“. Она распадается на две в общем случае независимые друг от друга составляющие, направленные вдоль координатных осей; у каждой из них электрическое и магнитное напряжения пропорциональны друг другу.

Знаки определяются согласно следующему правилу: направления напряжения электрического поля, напряжения магнитного поля и направление распространения образуют правую систему координат.

§ 4. Если мы теперь поставим вопрос о том, что можно измерить в этой электромагнитной волне и какие ее свойства могут быть объективно установлены, то окажется, что непосредственно измеряемой величиной является вектор потока энергии (3), который в рассматриваемом случае сводится к x -компоненте:

$$S_x = \frac{c}{4\pi} (E_y H_z - E_z H_y) = \frac{q}{4\pi} (f^2 + g^2).$$

Таким образом направление потока энергии в однородной среде совпадает с направлением нормали к волне x , и количество энергии, протекшей за время dt через поверхность F , лежащую в плоскости волны, равно:

$$S_x \cdot F \cdot dt = \frac{q}{4\pi} (f^2 + g^2) \cdot F dt. \quad (9)$$

Но так как заметные действия излучения происходят всегда за конечный промежуток времени, то измерения дают не сам вектор потока энергии, но его интеграл по времени или его среднее значение, взятое за достаточно большой промежуток времени T . Если для сокращения обозначим средние значения через:

$$\frac{1}{T} \int_0^T f^2 dt = \bar{f}^2, \quad \frac{1}{T} \int_0^T g^2 dt = \bar{g}^2, \quad (10)$$

то лучистая энергия, проходящая в единицу времени через поверхность F , равна:

$$\frac{q}{4\pi}(\bar{f}^2 + \bar{g}^2) \cdot F; \quad (11)$$

эта энергия может быть обнаружена каждым прибором, воспринимающим лучистую энергию целиком и обладающим необходимой чувствительностью (болометр, радиометр, термостолбик).

После того как измерен общий поток энергии волны, возникает задача о ее дальнейшем анализе; задача эта двойная: во-первых, необходимо отделить обе слагаемые $\bar{f}^2$ и $\bar{g}^2$ друг от друга, во-вторых, перейти от средних значений по времени к самим функциям, т. е. исследовать вид волновых функций f и g . Для этих целей необходимы особые оптические установки, теорию и способ действия которых мы разберем в дальнейшем. Заранее о виде этих функций ничего нельзя сказать. В частности, нет никаких оснований приписывать функциям f и g какую-либо периодичность. В действительности в оптике вообще не бывает волны с резко определенным в математическом смысле периодом, как это, например, имеет место в акустике. Поэтому мы пока не будем рассматривать вопрос о форме волны; мы вернемся к нему лишь тогда, когда это будет необходимо. Только одно положение мы можем принять заранее, а именно, что средние значения f и g равны нулю, т. е.:

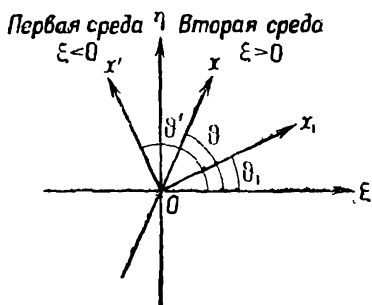
$$\bar{f}=0; \quad \bar{g}=0. \quad (12)$$

Если бы волновая функция имела среднее значение, отличное от нуля, мы могли бы данную волну заменить другой волной, подчиняющейся уравнениям (12), с наложенным на нее статическим полем, равным этому среднему значению. Это поле может быть обнаружено вследствие его ponderomotorного влияния на заряженное пробное тело (электрон) и таким образом отделено от собственно оптической волны.

§ 5. Само собой понятно, что плоская волна с безграничным сечением не может быть осуществлена в природе. Но все же можно воспроизвести волны, которые по своим свойствам приближаются к плоским волнам. Представим себе точечный источник света, который начинает светиться в определенный момент времени, например при $t=0$. Так как предполагается, что окружающая среда однородна и изотропна, то свет будет распространяться равномерно во все стороны. Ту поверхность, до которой свет распространился за известный промежуток времени, называют волновой поверхностью. Каждому моменту времени соответствует, таким образом, определенная волновая поверхность и все окружающее пространство заполнено системой волновых поверхностей, следующих одна за другой и охватывающих одна другую. В рассматриваемом случае волновые поверхности, очевидно, представляют собой сферы, концентрически охватывающие источник света. Небольшой участок достаточно большой сфери-

ческой поверхности может приниматься с достаточным приближением за плоскую волну. Нормалью к последней служит соответствующий радиус сферы и то же направление имеет и вектор луча S .

§ 6. Исследуем теперь явления, происходящие, когда плоская волна (8) падает на плоскую границу двух изотропных сред. Перпендикуляр к этой граничной плоскости возьмем за ось ξ новой координатной системы; направим эту ось внутрь второй среды, а точка O пусть будет общим началом координат систем x, y, z и ξ, η, ζ . Тогда мы можем, не уменьшая общности рассматриваемого случая, расположить как ось y , так и ось η в так назы-



Черт. 1.

ваемой плоскости падения, проходящей через x и ξ , и взять эту плоскость в качестве плоскости рисунка (черт. 1). Все точки, для которых $\xi < 0$ (слева), находятся в первой среде — в той, откуда идет волна (8); все точки, для которых $\xi > 0$ (справа) — во второй среде, все точки, для которых $\xi = 0$ (ось η), находятся в плоскости, служащей границей двух сред. Ось x совпадает с направлением луча, приходящим слева из первой среды; она образует с перпендикуляром, лежащим в плоскости падения, угол падения θ . Ось y представляет собой след плоскости падающей волны, перпендикулярной к плоскости чертежа; эта ось образует с плоскостью границы также угол θ , но на чертеже она не нанесена, чтобы не увеличивать числа начерченных направлений. Ось z совпадает с осью ζ и направлена от плоскости чертежа перпендикулярно к нему.

При решении поставленной задачи допустим, что каждая система волн, удовлетворяющая дифференциальным уравнениям внутри обеих сред и граничным условиям, представляет собою явление, возможное в природе.

Чтобы удовлетворить дифференциальным уравнениям во второй среде, представим себе в ней плоскую волну, выражающуюся уравнениями (8), но с направлением луча по x_1 (черт. 1), наклоненным к оси ξ под углом θ_1 и с поверхностью волны y, z_1 , причем z_1 опять совпадает с z и ζ . Тогда для шести компонент $E_{x_1}, E_{y_1}, E_{z_1}, H_{x_1}, H_{y_1}, H_{z_1}$ имеют место уравнения (8), но в правой части этих уравнений должна стоять координата x_1 вместо x , вместо волновых функций f и g должны стоять волновые функции f_1 и g_1 , а вместо констант ϵ и q — диэлектрическая постоянная ϵ_1 , и скорость распространения во второй среде (7):

$$q_1 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1}} = q \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_1}}. \quad (13)$$

Но этого недостаточно. Именно граничные условия требуют согласно § 3, § 6, чтобы для $\xi = 0$ значения тангенциальных компонент напряжения поля, т. е. величины $E_\eta, E_\zeta, H_\eta, H_\zeta$, в обеих средах соответственно совпадали. Это дает четыре уравнения между волновыми функциями, для удовлетворения которых в нашем распоряжении находятся только функции f_1 и g_1 , так как функции f и g заданы. Предполагаемое решение нужно поэтому взять в более общем виде. Для этого допускаем, что в первой среде существует еще одна волна, которая естественно опять определяется уравнениями (8), но с измененным направлением луча x' , образуящим с осью ξ угол ϑ' (черт. 1) и с плоскостью волны $y'z'$, причем опять $z' = z$. Тогда шесть компонент напряжения поля, $E_{x'}, E_{y'}, E_{z'}, H_{x'}, H_{y'}, H_{z'}$, заданы уравнениями (8), если в них вставить волновые функции f' и g' и вместо x координату x' ; константы ε и q оставляем те же.

Теперь мы получили решение (как для точек внутри первой, так и внутри второй среды) в достаточно общем виде и можем приступить к составлению граничных условий. В первой среде имеется электромагнитное поле, образованное наложением обеих волн, принятых нами плоскими. Принимая во внимание, что компоненты $E_x, H_x, E_{x'}, H_{x'}$ равны нулю, получаем для интересующих нас остальных компонент в первой среде ($\xi < 0$):

$$\begin{aligned} E_\eta &= E_y \cos \vartheta + E_{y'} \cos \vartheta' = \frac{\cos \vartheta}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot f + \frac{\cos \vartheta'}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot f', \\ E_\zeta &= E_z + E_{z'} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot g + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot g', \\ H_\eta &= H_y \cos \vartheta + H_{y'} \cos \vartheta' = -\cos \vartheta \cdot g - \cos \vartheta' \cdot g', \\ H_\zeta &= H_z + H_{z'} = f + f'. \end{aligned}$$

С другой стороны, принимая во внимание, что компоненты E_{x_1} и H_{x_1} равны нулю, имеем для второй среды ($\xi > 0$):

$$\begin{aligned} E_\eta &= E_{y_1} \cos \vartheta_1 = \frac{\cos \vartheta_1}{\sqrt{\varepsilon_1}} f_1, \\ E_\zeta &= E_{z_1} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}} g_1, \\ H_\eta &= H_{y_1} \cos \vartheta_1 = -\cos \vartheta_1 \cdot g_1, \\ H_\zeta &= H_{z_1} = f_1. \end{aligned}$$

Для граничной плоскости $\xi = 0$ имеет место:

$$\begin{aligned} \cos \vartheta \cdot f + \cos \vartheta' \cdot f' &= \frac{\cos \vartheta_1}{n} \cdot f_1, \\ g + g' &= \frac{g_1}{n}, \\ \cos \vartheta \cdot g + \cos \vartheta' \cdot g' &= \cos \vartheta_1 \cdot g_1, \\ f + f' &= f_1, \end{aligned} \tag{14}$$

где для сокращения мы обозначили:

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon}} = \frac{q}{q_1} = n.$$

В этих четырех уравнениях содержится вся теория отражения и преломления. Они, как это видно, распадаются на две группы, из которых одна содержит только f -волны, другая только g -волны. Таким образом эти группы волн ведут себя независимо друг от друга, и каждая из них повинуетя своим собственным законам.

§ 7. Прежде всего, пользуясь последними четырьмя уравнениями, выразим неизвестные волновые функции f' , f_1 , g' , g_1 через заданные волновые функции f и g . Получаем:

$$f' = \frac{n \cos \vartheta - \cos \vartheta_1}{\cos \vartheta_1 - n \cos \vartheta'} \cdot f = \mu \cdot f, \quad (15)$$

$$f_1 = \frac{n (\cos \vartheta - \cos \vartheta')}{\cos \vartheta_1 - n \cos \vartheta'} \cdot f = \mu_1 \cdot f, \quad (16)$$

$$g' = \frac{\cos \vartheta - n \cos \vartheta_1}{n \cos \vartheta_1 - \cos \vartheta'} \cdot g = \sigma \cdot g, \quad (17)$$

$$g_1 = \frac{n (\cos \vartheta - \cos \vartheta')}{n \cos \vartheta_1 - \cos \vartheta'} \cdot g = \sigma_1 \cdot g. \quad (18)$$

Аргументами этих функций служат:
для f и g :

$$t - \frac{x}{q},$$

для f_1 и g_1 :

$$t - \frac{x_1}{q_1},$$

для f' и g' :

$$t - \frac{x'}{q}.$$

При этом везде $\xi = 0$ и, следовательно, при преобразовании к координатам ξ , η , ζ :

$$x = \eta \sin \vartheta, \quad x_1 = \eta \sin \vartheta_1, \quad x' = \eta \sin \vartheta',$$

вследствие чего аргументы имеют следующие значения:

$$t - \frac{\eta \sin \vartheta}{q}, \quad t - \frac{\eta \sin \vartheta_1}{q_1}, \quad t - \frac{\eta \sin \vartheta'}{q}.$$

Так как уравнения (15) — (18) должны соблюдаться для любого времени t и для любых точек η граничной плоскости, то необходимо, чтобы все три аргумента были равны между собой. В этом можно убедиться и непосредственно, если взять от одного из функциональных уравнений частную производную

по t , потом частную производную по η и полученные уравнения разделить одно на другое. Следовательно, необходимо, чтобы

$$\frac{\sin \vartheta}{q} = \frac{\sin \vartheta_1}{q_1} = \frac{\sin \vartheta'}{q}. \quad (19)$$

Отсюда получаем закон преломления:

$$\frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta_1} = \frac{q}{q_1} = n = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon}} \quad (20)$$

и закон отражения:

$$\vartheta' = \pi - \vartheta. \quad (21)$$

Если углом отражения назвать угол между отраженным лучом и обратным направлением перпендикуляра к граничной плоскости, то угол отражения равен углу падения.

§ 8. Закон преломления Снелиуса (20), утверждающий, что отношение синуса угла падения ϑ к синусу угла преломления ϑ_1 равно показателю преломления второй среды по отношению к первой, или отношению скоростей распространения q и q_1 , подтверждается бесчисленными измерениями. Обыкновенно показатель преломления какого-либо вещества относят к воздуху (являющемуся „первой“ средой). Так, показатель преломления воды равен 1,3, стекла — 1,5. Относительный показатель преломления одного вещества по отношению к другому получим, разделив друг на друга их показатели преломления по отношению к воздуху. Если вещества обменять местами, то показатель преломления принимает обратную величину. Показатель преломления по отношению к вакууму, так называемый „абсолютный“ показатель преломления, равен произведению показателя преломления относительно воздуха и абсолютного показателя преломления воздуха 1,0003. Очевидно, в большинстве случаев он мало отличается от обыкновенного показателя преломления.

Когда угол падения ϑ меняется от 0 (нормальное падение) до $\frac{\pi}{2}$ (скользящее падение), то угол преломления ϑ_1 растет от 0 до $\arcsin \frac{1}{n}$ (предельный угол). При этом необходимо отметить следующий важный момент. Предельный угол имеет действительное значение лишь тогда, когда $n > 1$, или, как говорят, когда второе вещество оптически плотнее, чем первое. В этом случае угол преломления ϑ_1 всегда меньше угла падения ϑ , т. е. луч при преломлении приближается к перпендикуляру; предельный угол — это наибольшее значение, которого достигает угол преломления. Если же $n < 1$, что будет, если оба вещества обменять местами, то меняются местами и углы падения и преломления; в этом случае угол преломления больше угла падения и достигает значения $\frac{\pi}{2}$, когда угол падения достигает величины предельного угла; и если угол падения увеличивать еще дальше, то (20) дает мнимое значение для угла преломления и получен;

ное решение проблемы преломления теряет физический смысл. Но так как ничто не мешает дать углу падения любую величину от 0 до $\frac{\pi}{2}$, то здесь возникает особый вопрос, обсуждение которого мы, однако, отложим до дальнейшего (§ 12), а пока ограничимся рассмотрением тех случаев, для которых закон преломления дает действительную величину угла преломления φ_1 .

§ 9. Электромагнитная теория преломления света не только указывает на независимость показателя преломления от величины угла падения, но также дает величину показателя преломления; согласно (20) последний равен квадратному корню из отношений диэлектрических постоянных; или для абсолютного показателя преломления

$$n = \sqrt{\epsilon_1}. \quad (22)$$

Однако, сравнивая это отношение с фактами, получаем в общем резкое противоречие. Так, для воды имеем $n = 1,3$, $\epsilon_1 = 80$. Но, кроме этого, (22) не может быть всегда справедливо хотя бы потому, что диэлектрическая постоянная по самому своему определению независима от формы волновых функций f и g , в то время как показатель преломления n для всех веществ более или менее сильно зависит от формы световой волны, т. е. от цвета. Это явление (дисперсия) долгое время представляло серьезное препятствие признанию максвелловской теории. Если желательно учесть ее соответствующим образом в рамках изложенной здесь теории, то остается только принять, что для быстрых оптических колебаний допущение (4) в общем случае не соответствует действительности. Это допущение пропорциональности электрической индукции напряжению электрического поля было сделано в начале настоящей главы для оптических явлений в однородных изотропных средах. Чтобы получить удовлетворительную теорию дисперсии, мы должны будем заменить это допущение более общим; это будет сделано в третьей части этой книги. Обобщение это будет исходить из того, что представление об абсолютной непрерывности и однородности материи не годно для объяснения оптических явлений во всех деталях, и поэтому теория должна быть изменена так, чтобы были учтены характерные особенности структуры среды.

С этой последней точки зрения соотношению (22) следует приписать смысл предельного закона, выполняющегося тем лучше, чем меньше заметна дисперсия. Это предположение, действительно, подтверждается более подробными исследованиями. Так, в газах дисперсия меньше, чем в других веществах, и для них формула (22) была хорошо подтверждена (впервые измерениями Л. Больцмана). При этом особенно замечательно то, что у газов зависимость от давления показателя преломления, с одной стороны, и диэлектрической постоянной — с другой, идет вполне параллельно и в согласии с уравнением (22). Поэтому можно с полным правом говорить об этом соотношении как о сущест-