

РАССЕЯНИЕ СВЕТА В АТМОСФЕРЕ.

И. И. Тихановский.

§ 1. ВВЕДЕНИЕ.

В 1910 году лорд Рэлей¹⁾ в своей речи „Цвет моря и неба“, произнесенной в Королевском Институте, касаясь вопроса о происхождении небесного света, сказал следующее: „Что касается небесного света, то теория, приписывающая его происхождение светорассеянию, вызванному присутствием мельчайших частичек, большинство которых меньше световой волны, может считаться теперь общепринятой. Она объясняет, по крайней мере в первом приближении, как поляризацию, так и цвет небесного света... Остается еще неразрешенным один интересный вопрос: от какого рода мелких частичек, рассеивающих преимущественно короткие волны, зависит лазурь неба? Нельзя отрицать, что мелкие частички солей и других взвешенных веществ, в которые нужно включить зародыши растительного мира, играют известную роль...; но, повидимому, можно считать установленным, что самые молекулы воздуха способны в достаточной степени рассеивать синий цвет для того, чтобы придать небу его лазуревый вид“.

Эти немногие слова первоклассного ученого дают вполне точную характеристику состояния вопроса об атмосферном рассеянии света в то время, т.е. 16 лет тому назад. Несомненный интерес представляет характеристика современного состояния этого вопроса, имеющего большой интерес не только для геофизики и метеорологии, но и для чистой физики. В частности, весьма интересны попытки построения теории атмосферного светорассеяния, идущей дальше первого приближения, и попытки разрешения вопроса о природе частиц, рассеивающих свет в атмосфере.

Дать, по возможности, объективное изложение этих вопросов и является целью настоящей статьи.

¹⁾ Rayleigh, Nature, 83, 48 (1910); цитируется по русскому переводу в Физич. Обзор., 1910 г.

§ 2. Простейшая теория рассеяния света в земной атмосфере.

Рассмотрим простейшую теорию рассеяния света в земной атмосфере, предполагающую, что попадающий в атмосферу солнечный (или лунный) свет рассеивается в ней молекулами воздуха, принимаемыми при этом изотропными¹⁾. Теория предполагает, далее, что эти молекулы рассеивают только свет, падающий на них непосредственно от солнца, и не принимают во внимание то обстоятельство, что молекулы могут рассеивать также и свет, падающий на них от других молекул (двухкратное и, вообще, многократное рассеяние света), и свет, идущий от земной поверхности.

Рассматривая вопрос с точки зрения электронной теории, мы предполагаем, что каждая молекула содержит определенное число электронов, каждый из которых колеблется под действием падающей волны около положения равновесия. Напряжение электрического (E) и магнитного (H) поля, создаваемого колеблющимся электроном на расстоянии r от электрона в направлении, образующем угол θ с направлением прямолинейных колебаний электрона, определяется, как известно, формулой

$$E = H = \frac{ej \sin \theta}{c^2 r}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, j — его ускорение в данный момент, c — скорость света. Если значение j соответствует моменту времени t , то значения E и H , определяемые формулой (1), соответствуют, понятно, моменту $t + \frac{r}{c}$. Интенсивность (средняя) рассеиваемого электроном света в точке, определяемой координатами r и θ , будет

$$I = \frac{c^2 \bar{j}^2 \sin^2 \theta}{4\pi c^3 r^2},$$

где $\bar{j}^2$ есть среднее по времени значение величины j^2 . Пусть на электрон падает синусоидальная волна периода T , под действием которой электрон приходит в вынужденные синусоидальные колебания того же периода T . Тогда, обозначая через s амплитуду колебаний электрона, можем написать предыдущую формулу в следующем виде:

$$I = \frac{2\pi^3 c (es)^2 \sin^2 \theta}{\lambda^2 r^4}, \quad (2)$$

где λ — длина световой волны.

Пусть, далее, на электрон, находящийся в точке O , падает по оси X , по направлению, указанному стрелкой, волна неполяризован-

¹⁾ Rayleigh. Phil. Mag., 12, 81 (1881); 47, 375 (1899). Cabannes. Ann. d. phys., 15, 5 (1921). См. также Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien.

ного света, имеющая в точке O амплитуды компонентов напряжения электрического поля E_y и E_z . Рассмотрим свет, рассеиваемый в направлении OP , лежащем в плоскости XOY и образующем угол φ с направлением падающих лучей. Тогда, применяя к каждому из компонентов колебаний электрона по осям Y и Z формулу (2), получаем для компонентов интенсивности рассеянного света, поляризованных соответственно в плоскостях POX и POZ , выражения

$$I_1 = \frac{2\pi^3 c (ez)^2}{r^2 \lambda^4}, \quad I_2 = \frac{2\pi^3 c (ey)^2}{r^2 \lambda^4} \cos^2 \varphi. \quad (3)$$

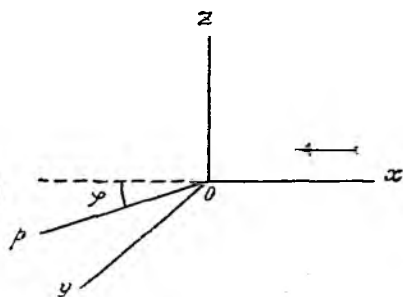


Рис. 1.

Переходя от одного электрона к системе электронов молекулы и замечая, что электроны одной и той же молекулы колеблются когерентно, если длина волны велика в сравнении с расстояниями внутримолекулярных электронов (для лучей видимой части спектра это имеет место), мы должны складывать амплитуды колеблющихся электронов, т.е. заменить в формулах (3) (ez) и (ey) через $\sum ez$ и $\sum ey$, где суммирование производится по всем электронам молекулы; обозначим, для краткости, $\sum ez$ и $\sum ey$ соответственно через ζ и η . Заметим следующее. Мы сделали допущение, что при наличии компонентов E_z и E_y будут существовать компоненты электрического смещения только по тем же осям Z и Y . Это допущение справедливо, как мы увидим позже, только в случае изотропии молекул.

Если мы, далее, от рассеяния одной молекулой переходим к рассеянию системой молекул, заключающейся в единице объема, то вследствие некогерентности колебаний электронов отдельных молекул мы должны в этом случае при суммировании складывать не амплитуды, а энергии. Мы должны, следовательно, вместо ζ^2 и η^2 взять $L\zeta_m^2$ и $L\eta_m^2$, где L — число молекул в единице объема, а ζ_m^2 и η_m^2 есть средние значения ζ^2 и η^2 для всех молекул. Но вследствие изотропии молекул, ориентации в пространстве всех молекул одинаковы, а потому вместо ζ_m^2 и η_m^2 можно взять ζ^2 и η^2 какой-либо одной молекулы. Формулы (3) принимают тогда вид

$$I_1 = \frac{2\pi^3 c L \zeta^2}{r^2 \lambda^4}, \quad I_2 = \frac{2\pi^3 c L \eta^2}{r^2 \lambda^4} \cos^2 \varphi. \quad (4)$$

Но $L\zeta$ и $L\eta$ есть компоненты электрического момента единицы объема по соответствующим осям, а потому, для достаточно разреженного газа, каким является атмосферный воздух,

$$L\zeta = \frac{n^2 - 1}{4\pi} E_z, \quad L\eta = \frac{n^2 - 1}{4\pi} E_y, \quad (5)$$

где n — показатель преломления воздуха.

Подставляя полученные значения для ζ и η в формулы (4), получаем, вводя интенсивность падающего света

$$I_0 = \frac{c}{4\pi} E_z^2 = \frac{c}{4\pi} E_y^2,$$

окончательные формулы

$$I_1 = I_0 \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{2r^2\lambda^4 L}, \quad I_2 = I_0 \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{2r^2\lambda^4 L} \cos^2 \varphi. \quad (6)$$

Из этих формул мы получаем выражения для интенсивности света, рассеиваемого единицей объема,

$$I = I_1 + I_2 = I_0 \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{r^2\lambda^4 L} \frac{1 + \cos^2 \varphi}{2} \quad (7)$$

и для величины поляризации рассеянного света

$$P = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \frac{\sin^2 \varphi}{2 - \sin^2 \varphi}. \quad (8)$$

Формулы (7) и (8) дают в первом приближении объяснение цвета и поляризации небесного света. Именно, формула (7), содержащая множитель $\frac{1}{\lambda^4}$, объясняет тем самым голубой цвет неба. Формула (8) дает, прежде всего, теоретическое объяснение факта поляризации неба; далее, согласно этой формуле, максимум поляризации должен находиться в 90° от солнца, убывая отсюда как по направлению к солнцу, так и от солнца; в 90° от солнца поляризация должна быть, по формуле (8), полной; в направлении на солнце и на антисолярную точку — она должна равняться нулю.

§ 3. Отношение теории Рэлея к действительности.

Мы переходим теперь к вопросу о том, в какой мере изложенная теория, принадлежащая Рэлею, согласуется с результатами атмосферно-оптических исследований.

Что касается формулы (7), то спектрофотометрические исследования небесного света дали, как известно, вполне удовлетворительное подтверждение закона обратной пропорциональности λ^4 . Вопрос о том, играют ли молекулы воздуха роль рассеивающих частиц атмосферы, был решен, исходя из формулы (7), следующим путем.

Вследствие рассеяния света частицами атмосферы, солнечный свет по мере прохождения в атмосфере должен испытывать ослабление, при чем ослабление энергии через рассеяние носит, как известно,

название экстинкции. Если слой атмосферы dx вызывает потерю энергии, равную dI , то

$$dI = -Ikdx, \quad (9)$$

где k — коэффициент поглощения, в данном случае коэффициент экстинкции. Выведем исходя из теории Рэлея, выражение для коэффициента экстинкции.

Количество энергии, рассеиваемое в некотором направлении одной молекулой, будет согласно формуле (7)

$$I = I_0 \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{r^2\lambda^4 L^2} \frac{1 + \cos^2 \varphi}{2}.$$

Вычислим полное количество энергии, рассеиваемое молекулой, умножая правую часть на $2\pi r^2 \sin \varphi \cdot d\varphi$ и беря интеграл по φ от 0 до π . Мы получим тогда

$$I_0 \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} \frac{(n^2 - 1)^2}{L^2}.$$

Так как слой атмосферы толщиной dx и сечением в 1 см^2 содержит Ldx частиц, то потеря энергии при прохождении слоя толщиной dx будет

$$dI = -I_0 \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} \frac{(n^2 - 1)^2}{L} dx.$$

Сравнивая это выражение с (9), получаем следующее выражение для коэффициента экстинкции:

$$k = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} \frac{(n^2 - 1)^2}{L}. \quad (10)$$

В 1909 году Шустер¹⁾, воспользовавшись тщательными измерениями коэффициента поглощения света в атмосфере, произведенными Аботом на горе Вильсон и в Вашингтоне, показал, что для ясных дней как на горе Вильсон, так и в Вашингтоне, наблюдаемые значения коэффициента поглощения вполне согласуются с теми, которые можно получить вычислением по формуле (10), если принять в ней за L число молекул в 1 см^3 газа при нормальных условиях. Так была раскрыта природа частиц, вызывающих рассеяние света в атмосфере: этими частицами оказались молекулы воздуха.

Казалось бы, что после этого вполне удовлетворительного подтверждения закона $\frac{1}{\lambda^4}$ и блестящего как будто бы выяснения рода частиц, вызывающих атмосферное светорассеяние, можно было считать

¹⁾ Schuster. Nature, 81, 97 (1909).

теорию этого рассеяния разработанной более, чем в первом приближении. Однако это оказывается далеко не так, если обратиться к проверке теории Рэлея на результатах исследований поляризации небесного света.

Хотя поляризация неба имеет действительно наибольшее значение в 90° от солнца, но поляризация здесь не полная: она не превосходит $S50^1$ (выражая величину поляризации в промиллях, т.е. тысячных долях единицы). Далее, в то время как по теории Рэлея плоскость поляризации точек солнечного вертикала должна везде совпадать с плоскостью этого вертикала (см. § 2) — так называемая положительная поляризация, — наблюдениями установлено в солнечном вертикале вблизи солнца и антисолярной точки на протяжении нескольких десятков градусов существование отрицательной поляризации, т.е. плоскость поляризации света, испускаемого этими районами солнечного вертикала, перпендикулярна к плоскости солнечного вертикала. В результате существования отрицательной поляризации, в солнечном вертикале в местах перехода от положительной к отрицательной поляризации мы имеем так называемые нейтральные точки (точки Араго, Бабини, Брюстера), испускающие неполяризованный свет. Наконец, в то время как из формулы (8) следует независимость величины поляризации от длины волны, наблюдениями констатируется зависимость величины поляризации небесного света от длины световой волны (так называемая дисперсия поляризации); в результате этой дисперсии поляризации две компоненты поляризованного небесного света имеют неодинаковый спектральный состав, а следовательно и различный цвет (так называемый полихроизм поляризации небесного света).

Рэлеевская теория является, таким образом, только первым, и притом довольно грубым, приближением к действительной картине явлений поляризации неба. Мы переходим поэтому к рассмотрению попыток построения более точных теорий поляризации небесного света, а следовательно, теорий атмосферного светорассеяния вообще.

§ 4. ДВУХКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В АТМОСФЕРЕ.

Одним из факторов, который должен быть несомненно учтен теорией атмосферного светорассеяния, является двухкратное рассеяние света, т.е. рассеяние частицами света, уже однократно рассеянного. На возможную роль этого фактора в атмосфере было указано еще Рэлеем; позже Соре и Гурьон сделали попытки учесть влияние этого фактора на явления поляризации неба. В наиболее законченной

¹⁾ Наиболее высоким когда-либо наблюдавшимся значением величины поляризации неба является, насколько мне известно, 817; это значение наблюдалось мной на Ай-Петри (1200 м) в Крыму в 1925 году.

форме теория поляризации неба, учитывающая двухкратное рассеяние, была развита в 1914 году Альгриммом¹⁾.

Рассмотрим наиболее простой случай, когда солнце находится на горизонте и мы исследуем свет, идущий от зенита. Возьмем систему координат, в центре которой находится наблюдатель, ось X направлена на солнце, ось Z — на зенит. Применяя к этому случаю формулы (6), мы имеем (при однократном рассеянии света) только одну компоненту интенсивности рассеянного света, с колебаниями по оси Y , равную

$$I'_y = I_0 \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{2r^2k^4L}$$

и величину поляризации

$$p = 1000.$$

Исходя из Рэлеевской теории рассеяния изотропными молекулами, теория Альгримма дает следующие выражения для компонентов интенсивности, в результате только двухкратного рассеяния

$$I''_y = I_0 \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{2r^2k^4L} Q, \quad I''_x = I_0 \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{2r^2k^4L} M, \quad (11)$$

где

$$Q = 0,26877, \quad M = 0,07814.$$

Общее действие однократной и двухкратной диффузии света дает компоненты интенсивности

$$I'_y + I''_y \quad \text{и} \quad I''_x,$$

при помощи которых получается следующее значение для величины поляризации

$$p = 884.$$

Это значение более или менее согласуется с результатами измерений величины поляризации зенита, достигающей, как уже указывалось выше, значения 847.

Заметим, далее, что теория Альгримма дает возможность объяснить и существование отрицательной поляризации вблизи солнца и антисолярной точки, а следовательно, и нейтральных точек, при чем для расстояний этих точек от солнца или антисолярной точки получаются значения, более или менее согласующиеся с наблюдаемыми. Наконец, так как во вторично-рассеянном свете лучи с короткой длиной волны будут преобладать более, чем в первично-рассеянном, то спектральный состав компонент $I'_y + I''_y$ и I''_x будет неодинаков; отсюда

¹⁾ Ahlgrim m. Jahrbuch der Hamburg. Wissensch. Anstalten, XXXII (1914).

следует различие поляризации для лучей разной длины волны, причем поляризация должна убывать с уменьшением длины волны, и различие цветов двух компонент такого характера, что вторая компонента — I''_x — должна иметь более насыщенный синий цвет, нежели первая $I'_y + I''_y$. Произведенные мной ¹⁾ в различных местах Крыма наблюдения над поляризацией неба в различных частях спектра и цветом компонент поляризации подтверждают это: при наиболее чистой атмосфере максимум поляризации имеет место в красной части спектра, убывая с уменьшением длины волны; второй, меньший, компонент небесного света имеет при наиболее чистой атмосфере более глубокий голубой цвет, нежели первый, больший.

§ 5. Про и contra двухкратного рассеяния в атмосфере.

Можно было бы, казалось, остановиться на теории атмосферного светорассеяния, учитывающей первичное и вторичное рассеяние, как на теории, дающей удовлетворительное второе приближение к действительности, и заняться ее дальнейшей разработкой. Однако через несколько лет после появления теории Альгримма вопрос о роли двухкратного рассеяния в атмосфере принял совершенно неожиданное направление.

Заметим, прежде всего, что второе приближение теории атмосферного светорассеяния можно было бы получить, если учесть присутствие в атмосфере крупных частиц, т.-е. частиц, размеры которых не малы в сравнении с длиной световой волны. Так, еще Рэлей указал на то, что присутствие крупных частиц в атмосфере (пыль и пр.) в состоянии объяснить неполную поляризацию в 90° от солнца. Теория оптики мутных сред, состоящих из частиц, не малых в сравнении с длиной световой волны, была развита, как известно, для случая частиц сферической формы, в 1908 г. Ми ²⁾.

В 1919 году Ширман ³⁾, развивая теорию Ми, показала, что, допуская присутствие в атмосфере крупных частиц, можно объяснить не только неполную поляризацию в 90° от солнца, но и отрицательную поляризацию, нейтральные точки, дисперсию и полихроизм поляризации. Однако для качественного, а тем более количественного объяснения указанных явлений необходимо знание размеров и других физических констант рассеивающих частиц, Ширман при этом заняла позицию полного отрицания сколько-нибудь значительной роли двухкратного рассеяния света в атмосфере. Она опиралась при этом на исследование Максвелл-Гарнетта, который, исходя из тео-

¹⁾ Tichanowsky. Meteor. Zeitschr. 43, 288 (1926).

²⁾ Mie. Ann. d. Phys., 25, 377 (1908).

³⁾ Schirman. Ann. d. Phys., 59, 493 (1919); 61, 195 (1920); Meteor. Zeitschr., 37, 12 (1920).

рия Л. Лоренца, показал, что интенсивность двухкратно-рассеянного света весьма мала, если рассеивающие частички не лежат очень близко друг к другу. По мнению Ширман, мы имеем в атмосфере как раз настолько разреженную мутную среду, что двухкратное рассеяние в ней не играет сколько-нибудь заметной роли.

В 1925 году появилась работа В. Мильха¹⁾, посвященная исследованию влияния крупных частиц в атмосфере на явления поляризации неба, где Мильх совершенно пренебрегает двухкратным рассеянием по следующим соображениям. Исследуя распределение энергии в спектре двухкратно-рассеянного по Рэлеевскому закону света, Мильх приходит к заключению, что если в однократно-рассеянном свете максимум интенсивности приходится на длину волны 455 мμ, то в двухкратно-рассеянном — на 375 мμ, т.е. он будет находиться в ультрафиолетовой части спектра. Для нас остается непонятным, почему отсюда, по мнению Мильха, следует, что двухкратно-рассеянный свет для видимой части спектра будет настолько незначителен, что не сможет быть обнаруживаем глазом.

Что же касается выдвигаемых в последнее время доводов в пользу значительной роли двухкратного рассеяния в атмосфере, то мы прежде всего отметим следующее обстоятельство. Двухкратное рассеяние света может быть ничтожным в лабораторных условиях, но оно может быть довольно значительным в атмосфере, вследствие ее большого протяжения. Это мнение высказано Боте²⁾ и Ф. Экснером³⁾.

Далее, в пользу несомненно значительного эффекта двухкратного рассеяния в атмосфере говорят, например, следующие факты.

Голубая дымка, обволакивающая горные цепи, часто может быть видима еще и после захода солнца, хотя бы та часть атмосферы, которая находится между наблюдателем и горами, и не освещалась непосредственно лучами солнца (Экснер)³⁾.

Значения коэффициента прозрачности атмосферы, получаемые из визирования отдаленных предметов, оказываются сравнительно высокими; это может быть объяснено тем, что в этом случае, вследствие большого числа рассеивающих частиц между предметом и наблюдателем, последние посылают в глаз наблюдателя сравнительно много света, падающего на них сбоку (Енсен)⁴⁾.

Сильным аргументом в пользу двухкратного рассеяния света в атмосфере является отмеченное выше согласие теории Альгримма с результатами исследований поляризации небесного света⁵⁾.

¹⁾ W. Milch. Zeitschr. f. Geophys., 1, 109 (1925).

²⁾ Bothe. Ann. d. Phys., 64, 708 (1921).

³⁾ Pernter-Exner. Meteor. Optik, 1922, стр. 692.

⁴⁾ Jensen. Himmelswelt, 35, 180 (1925).

⁵⁾ См. мою статью „Spielt die sekundäre Diffusion in der Atmosphäre eine bedeutende Rolle in der Himmelspolarisation?“ в Meteor. Zeitschr. за 1926 г.

§ 6. РАССЕЯНИЕ СВЕТА АНИЗОТРОПНЫМИ МОЛЕКУЛАМИ.

Мы вернемся несколько позже к поднятому в предыдущем параграфе вопросу о роли крупных частиц в атмосферном рассеянии света, а теперь рассмотрим одно обстоятельство, учет которого позволяет построить теорию поляризации неба, более согласную с действительностью, нежели теория Рэля, изложенная в § 2.

Когда несколько лет тому назад рядом ученых было обнаружено в лабораторной обстановке рассеяние света чистыми (незагрязненными) газами и произведено измерение величины поляризации рассеиваемого света, то, как известно, оказалось, что величина поляризации в 90° к направлению падающих лучей является неполной. Так как здесь эту неполноту поляризации нельзя было отнести ни за счет двукратного рассеяния (так как в случае, например, аргона поляризация наблюдалась полная), ни за счет присутствия посторонних крупных частиц, то пришлось приписать молекулам газов, вообще говоря, некоторую анизотропию. После этого станет понятной необходимость пересмотра теории, изложенной в § 2, и обобщения ее на случай анизотропных молекул.

Мы переходим к изложению теории рассеяния света анизотропными молекулами, придерживаясь работ Кабаннеса¹⁾.

Ограничимся теперь только рассмотрением света, рассеиваемого перпендикулярно к направлению падающих лучей. Мы имеем, следовательно, газообразную среду, состоящую из анизотропных молекул, ориентированных беспорядочно. Пусть эта среда освещается неполяризованным светом, падающим по оси x . Рассмотрим свет, рассеиваемый в направлении оси y . Пусть компоненты напряжения электрического поля падающей волны имеют амплитуды E_z и E_y . Рассмотрим вначале действие компоненты E_z .

Для одной молекулы мы имеем, пользуясь первой из формул (3), следующие компоненты интенсивности

$$I'_z = \frac{2\pi^3 c^2}{r^2 \lambda^4}, \quad I'_x = \frac{2\pi^3 c^2}{r^2 \lambda^4}.$$

Обозначив через I_z компоненту интенсивности падающего света, имеющую колебания по оси z , имеем

$$I_z = \frac{c}{8\pi} E_z^2.$$

¹⁾ Cabannes. Annales de phys., 15, 5 (1921); теорию рассеяния света анизотропными молекулами развили также Born: Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 19, 43 (1917); 20, 16 (1918) и Rayleigh, Phil. Mag. 35, 373 (1918).

Деля на это равенство каждое из двух предыдущих, получаем

$$I'_z = I_z \frac{16\pi^4}{r^2\lambda^4} \frac{\xi_z^2}{E_z^2}, \quad I'_x = I_z \frac{16\pi^4}{r^2\lambda^4} \frac{\xi_z^2}{E_z^2}.$$

От одной молекулы переходим к L молекулам, заключающимся в единице объема. Предыдущие формулы тогда переходят в следующие:

$$I'_z = I_z \frac{16\pi^4 L \xi_m^2}{r^2\lambda^4 E_z^2}, \quad I'_x = I_z \frac{16\pi^4 L \xi_m^2}{r^2\lambda^4 E_z^2}, \quad (12)$$

где ξ_m^2 и ξ_z^2 есть средние значения ξ^2 и ξ_z^2 для всех молекул. Обозначим проекции амплитуды напряжения электрического поля E_z на три оси анизотропной молекулы через U , V , W , то же для электрического момента — через Σea , Σeb , Σec . Мы имеем

$$\Sigma ea = AU, \quad \Sigma eb = BV, \quad \Sigma ec = CW,$$

где A , B , C есть некоторые коэффициенты, которые можно назвать коэффициентами поляризации молекулы. Различие этих коэффициентов A , B , C и характеризует анизотропию молекулы; для изотропной молекулы $A=B=C$.

Величины ξ_m^2 и ξ_z^2 могут быть выражены через A , B , C , при чем

$$\frac{\xi_m^2}{E_z^2} = \frac{1}{15} (\Sigma A^2 - \Sigma BC), \quad \frac{\xi_z^2}{E_z^2} = \frac{1}{15} (3\Sigma A^2 + 2\Sigma BC), \quad (13)$$

где

$$\Sigma A^2 = A^2 + B^2 + C^2, \quad \Sigma BC = BC + CA + AB.$$

Мы не приводим вывода формул (13), отсылая читателя к указанной выше статье Кабаннеса.

Формулы (12) при посредстве формул (13) принимают вид

$$I'_x = I_z \frac{16\pi^4 L}{15 r^2 \lambda^4} (\Sigma A^2 - \Sigma BC), \quad I'_z = I_z \frac{16\pi^4 L}{15 r^2 \lambda^4} (3\Sigma A^2 + 2\Sigma BC).$$

Примем во внимание теперь существование в падающей волне, кроме компонента E_z , еще и компонент E_y . Этот компонент, если применить к нему те же рассуждения, которые мы применяли к компоненту E_z , вызовет в рассеиваемом в направлении y луче следующие компоненты интенсивности:

по оси x — компонент той же величины, что и вызванный E_z , т.-е. I'_x , так как векторы E_z и E_y симметричны относительно оси z ,
по оси z — компонент, равный тоже I'_x , так как оси x и y симметричны относительно вектора E_y .

Таким образом компоненты интенсивности рассеянного света, если интенсивность падающего неполяризованного света обозначить через I_0 , будут

$$\begin{aligned} I_1 &= I'_z + I'_x = I_0 \frac{16}{15} \frac{\pi^2 L}{r^2 \lambda^4} \frac{4\Sigma A^2 + \Sigma BC}{2} \quad (\text{колеб. по оси } z) \\ I_2 &= I'_x + I'_y = I_0 \frac{16}{15} \frac{\pi^2 L}{r^2 \lambda^4} (\Sigma A^2 - \Sigma BC) \quad (\text{колеб. по оси } x) \end{aligned} \quad (14)$$

Мы заменим входящие в эти две формулы величины ΣA^2 и ΣBC через две другие, более удобные.

Из (14) имеем

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{2(\Sigma A^2 - \Sigma BC)}{4\Sigma A^2 - \Sigma BC} = \rho. \quad (15)$$

Сделаем теперь одно замечание относительно формул (14) и (15). Для случая изотропных молекул $\Sigma A^2 = \Sigma BC$, а следовательно, $I_2 = 0$. Следовательно, компонент колебаний по оси x , возникающий в рассеянном луче, обязан своему происхождению исключительно анизотропии молекул. Так как ρ является поэтому мерой анизотропии молекул, насколько эта анизотропия сказывается на чисто-оптическом явлении рассеяния света, то мы назовем величину ρ коэффициентом оптической анизотропии молекулы. Это и будет одна из тех величин, через которые мы выразим ΣA^2 и ΣBC . Второй величиной будет коэффициент преломления среды — n .

Формула (5) для случая анизотропных молекул может быть написана следующим образом:

$$\frac{\xi_m}{E_z} = \frac{n^2 - 1}{4\pi L}.$$

Величина ξ_m может быть выражена через A , B , C , при чем

$$\frac{\xi_m}{E_z} = \frac{\Sigma A}{3}.$$

где $\Sigma A = A + B + C$; вывод этого соотношения имеется в статье Кабаннеса. Последние две формулы дают:

$$\frac{n^2 - 1}{4\pi L} = \frac{\Sigma A}{3}. \quad (16)$$

Пользуясь соотношениями (15) и (16), выражаем ΣA^2 и ΣBC через ρ и n , после чего формулы (14) приводятся к следующему виду:

$$I_1 = I_0 \frac{3\pi^2(n^2 - 1)^2}{r^2 \lambda^4 L(6 - 7\rho)}, \quad I_2 = I_0 \frac{3\pi^2(n^2 - 1)^2 \rho}{r^2 \lambda^4 L(6 - 7\rho)}. \quad (17)$$

Формулы (17) дают окончательные выражения для компонентов интенсивности света, рассеиваемого единицей объема газа с анизотропными молекулами в направлении, перпендикулярном к направлению падающих лучей.

Для величины поляризации имеем

$$p = \frac{1 - \rho}{1 + \rho},$$

если в случае воздуха взять для ρ значение, полученное Кабанесом из лабораторных измерений, равное 0,040, то

$$p = 923.$$

Анизотропия молекул воздуха, таким образом, в состоянии объяснить неполную поляризацию в 90° от солнца. Однако только что полученное значение поляризации значительно выше наблюдавшихся значений поляризации неба. Следовательно, теория однократного рассеяния света анизотропными молекулами все же недостаточно согласуется с данными изменений поляризации неба. Но примем во внимание еще двухкратное рассеяние, рассматривая при учете последнего молекулы воздуха, как изотропные. Тогда из формул (17) и (11) получаем:

$$p = \frac{6(1 - \rho) + (Q - M)(6 - 7\rho)}{6(1 + \rho) + (Q + M)(6 - 7\rho)}. \quad (18)$$

Подставляя сюда $\rho = 0,04$ и указанные выше значения Q и M , имеем:

$$p = 833.$$

Мы получили значение поляризации, вполне совпадающее с наблюдаемыми и даже несколько более низкое, нежели некоторые из наиболее высоких наблюдавшихся значений величины поляризации неба.

§ 7. РОЛЬ ПОСТОРОННИХ ЧАСТИЦ АТМОСФЕРЫ В РАССЕЯНИИ СВЕТА.

Мы рассмотрим теперь вопрос о роли посторонних частиц атмосферы в рассеянии света, в частности — в явлениях атмосферного поглощения и поляризации.

В 1918 году появилось исследование Фоуля¹⁾, посвященное выяснению вопроса о роли молекул воздуха и посторонних частиц в атмосферном поглощении света. Последнее, как известно, характе-

¹⁾ Fowle, *Smithson. Miscellan. Collect.*, Vol. 69, № 3 (1918).

ρίζуется величиной коэффициента поглощения атмосферы (k) или коэффициента прозрачности атмосферы (p), входящих в закон Бугера,

$$I = Ae^{-km} = Ap^m,$$

где I — интенсивность солнечного излучения, прошедшего m „атмосфер“ (за 1 атмосферу условно принимается масса атмосферы в направлении на зенит при атмосферном давлении в 760 мм), A — солнечная постоянная.

Фоуль воспользовался значениями коэффициента прозрачности атмосферы, полученными на Моунт Вильсон (1700 м) в период с 1910 г. по 1916 г. для длин волн от 350 мμ до 574 мμ, т.-е. области, свободной от избирательного поглощения. Коэффициент прозрачности для лучей данной длины волны (p) Фоуль разложил на две части, из которых одна обусловлена молекулами сухого воздуха (p_a), другая же — находящимся в воздухе водяным паром (p_w). Обозначим через w так называемую „осажденную воду“, т.-е. высоту (в см) того слоя воды на земной поверхности, которой получился бы, если бы весь находящийся над местом наблюдения водяной пар выпал бы в виде осадков; p_w отнесено к $w=1$. Три коэффициента p , p_a , p_w связаны между собой соотношением:

$$p = p_a \cdot p_w^w$$

или

$$\lg p = \lg p_a + w \lg p_w.$$

Помощью этой формулы, по данным p и w , Фоуль находил графическим путем значения p_a и p_w . Считая полученные таким образом значения p_a и p_w только „грубыми“, т.-е. первым приближением, Фоуль подвергал их дальнейшему „очищению“ (refining). Он пользовался с этой целью следующим выражением для коэффициента поглощения сухой атмосферы k , при чем понятно $e^{-kh} = p_a$:

$$k = \frac{32}{3} \left\{ \frac{\pi^3(n-1)^2h}{L\lambda^4} + bh \right\} \frac{H}{H_0} + D, \quad (19)$$

где h — высота однородной атмосферы, H — наблюдаемое атмосферное давление, H_0 — нормальное давление, b — коэффициент, характеризующий количество энергии, поглощаемой и переходящей в теплоту, при чем этот коэффициент в рассматриваемой области спектра (отсутствие избирательного поглощения) близок к нулю, D — коэффициент поглощения, обязанный присутствию преимущественно сухого тумана (dry haziness), при чем этот туман предполагается составленным из настолько крупных частиц, что D не зависит от длины волн: остальные величины имеют то же значение, что и в формуле (10), обобщением которой собственно и является формула (19). Принимая в уравнении (19)

за неизвестные L и D , Фоуль получает, решая это уравнение по способу наименьших квадратов, следующее значение для Лошмидта число

$$L = (2,72 \pm 0,01) \cdot 10^{19}.$$

Вводя поправку на анизотропию молекул, это число, по Кабан-зеву, нужно увеличить на 8,5%; таким образом,

$$L = 2,95 \cdot 10^{19},$$

что согласуется с результатами лабораторных измерений L , давших для этой величины значения, напр., $2,71 \cdot 10^{19}$ (Милликэн) и $3,06 \cdot 10^{19}$ (Перрэн). Для коэффициента прозрачности сухого тумана p_d , равного e^D , для периода 1910—1911 годов получилось значение 0,995, которое показывает, что только 0,5% идущей от солнца энергии поглощается пылью. В 1912 году, вследствие извержения вулкана Катымай, это поглощение энергии частицами пыли в туманные дни доходило до 25%, в 1913 году оно упало до 2,6%, в 1914—1915 годах — до 1%, а в 1916 г. опять поднялось до 3,2%.

Что касается коэффициента прозрачности, обусловленного присутствием в атмосфере водяного пара, то этот коэффициент, отнесенный к 1 см осажденной воды, оказался для интервала длин волн от 350 мк до 570 мк лежащим в пределах от 0,93 до 0,98. Если вычислять осажденную воду (в мм) по формуле Гёмфри¹⁾

$$w = 2,0 e,$$

где e — абсолютная влажность у земной поверхности, выраженная в мм ртутного столба, то, по Фоулю, при абсолютной влажности, напр., 5 мм водяной пар в толще одной атмосферы вызывает для вышеуказанных длин волн поглощение энергии от 2% до 7%.

В 1922 году Линке²⁾ предложил следующий способ оценки роли в поглощении света посторонних частиц в атмосфере.

Пользуясь формулой Бугера:

$$I = A p^m,$$

мы приписываем наблюдаемые изменения I , при условии постоянства A , изменениям коэффициента прозрачности p , считая при данной высоте солнца (h) и атмосферном давлении (H) массу атмосферы, проходимой солнечными лучами, неизменной. Однако формально мы с тем же правом можем, считая постоянным p , приписывать наблюдаемые при одних и тех же h и H изменениям I изменениям m . Эта вторая

¹⁾ Humphreys. Bull. of the Mount Weather observatory. IV, 1912.

²⁾ Linke. Beitrage z. Phys. d. freien Atm. 10, 91 (1922); Linke und Boda. Meteor. Zeitschr., 39, 161 (1922).

точка зрения лежит в основе введенного Линке понятия о так называемом коэффициенте мутности,— факторе, характеризующем степень мутности атмосферы.

Пусть мы имеем абсолютно-чистую, т.-е. лишенную пыли и водяного пара атмосферу; обозначим ее коэффициент прозрачности через q , а массу, проходимую лучами солнца и вычисляемую по h и H , через m . Представим себе, далее, что благодаря присутствию водяного пара и пыли в атмосфере (а также ее оптической неоднородности) мы имеем, при тех же h и H и том же q уже не массу m , а массу mT , т.-е. число абсолютно-чистых атмосфер, увеличенное в T раз. Мы имеем тогда

$$I = Aq^{mT}.$$

Величина T носит название коэффициента мутности (Trübungsfaktor) и может быть, по Линке, интерпретирована следующим образом: коэффициент мутности численно равен числу чистых атмосфер, совместное действие которых вызвало бы то же самое ослабление радиации, как и данная мутная атмосфера. Не вдаваясь в дальнейшие подробности¹⁾ этого весьма интересного вопроса, приведем лишь несколько значений коэффициента мутности для различных мест земного шара: Давос — 1,76, Слуцк — 1,88, Феодосия — 2,31, Баку — 2,43; наименьшее, насколько мне известно, значение T наблюдалось в Феодосии — 1,30 и в Лаквиака (плоскогорье Боливии на высоте 3600 м) — 1,36, наибольшее, конечно, при отсутствии облаков перед солнцем, в Северном море — 4,30.

Из только что приведенных чисел видно, что в более или менее мутной атмосфере посторонние частички могут играть весьма значительную роль в атмосферном поглощении света. К таким условиям состояния атмосферы и относится, можно думать, полученный Г. И. Покровским²⁾ результат, что в атмосфере чрезвычайно сильно выражен так называемый Ми-эффект, свидетельствующий о значительной роли крупных частиц в атмосферном рассеянии света.

Что касается влияния посторонних частиц атмосферы на явления поляризации неба, то это влияние с количественной стороны было исследовано, повидимому, только автором этих строк³⁾, который произвел в 1925 г. в Симферополе и в 1925—1926 г. на Ай-Петри ряд параллельных измерений величины поляризации зенита при высоте солнца 0° , числа пылинок (пылемером Айткена) и абсолютной влаж-

¹⁾ См., напр., мою статью „Мутность атмосферы вообще, в Феодосии в частности“ в „Декадном бюллетене Гимеслужбы Черназморей“, 1926 г.

²⁾ P o k r o w s k i. Zeitschr. f. Phys., 34, 49 (1925).

³⁾ T i c h a n o w s k y. Meteor. Zeitschr., 43, 154 (1926).

ности. Наибольшее число рядов измерений (20) было получено на Ай-Петри. Мы поэтому ограничиваемся здесь выводами только из ай-петринских измерений.

Из всех 20 рядов измерений по формуле

$$p = a + \frac{\Delta p}{\Delta n} \cdot n,$$

где p — величина поляризации (в промиллях), n — число пылинок в тысячах на см^3 , способом наименьших квадратов была определена величина $\frac{\Delta p}{\Delta n}$, пользуясь полученным значением $\frac{\Delta p}{\Delta n} = -10,9$, все измеренные значения величины поляризации были приведены к числу пылинок, равному 0. Пользуясь этими приведенными значениями поляризации по формуле

$$p = p_0 + \frac{\Delta p}{\Delta e} \cdot e,$$

где e — абсолютная влажность в мм ртутного столба, были вычислены способом наименьших квадратов величины p_0 и $\frac{\Delta p}{\Delta e}$, при чем оказались

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{\Delta e} &= -2,8, \\ p_0 &= 860. \end{aligned}$$

Положим, что примененную экстраполяцию можно считать допустимой. Допустим, далее, что если $n = 0$ и $e = 0$ в месте наблюдения на земной поверхности, то лишена пыли и водяного пара и вся та часть атмосферы, которая обуславливает величину поляризации в данном месте, тогда p_0 можно рассматривать как величину поляризации абсолютно-сухой и абсолютно-беспыльной атмосферы.

Мы приходим тогда к заключению, что влияние пыли и водяного пара в атмосфере на величину поляризации весьма невелико при достаточно чистой атмосфере (Ай-Петри), что наблюдаемая неполнота поляризации никоим образом не может быть отнесена только за счет присутствия в атмосфере посторонних частиц и что, наконец, полученное при некоторых допущениях значение поляризации для абсолютно-чистой атмосферы 860 достаточно согласуется с тем значением (833), которое получается, если произвести в первом приближении учет и анизотропии рассеивающих молекул и двухкратного рассеяния. Мы можем ожидать, что при дальнейшей разработке теории Аль-гримма (например, обобщения ее на случай анизотропных молекул) мы получим еще большее согласие.

Если воспользоваться значением 860, как величиной поляризации чистой атмосферы, то, подставляя его в формулу (18), мы можем вычислить коэффициент оптической анизотропии молекулы ρ . Мы получаем

$$\rho = 0,019,$$

в то время как Кабаннес получил значение 0,040, Стретт¹⁾—0,042 (1 серия) и 0,050 (2 серия), Раман и Рао²⁾—0,044.

Измерения поляризации небесного света, таким образом, во-первых, подтверждают анизотропию молекул воздуха, а во-вторых, дают для коэффициента анизотропии величину того же порядка, что и получаемая из лабораторных измерений. Опять более точная теория поляризации неба и более надежное определение величины поляризации неба абсолютно-чистой атмосферы дадут, вероятно, возможность получить большее согласие между результатами лабораторных и атмосферных измерений. Очень важно было, мне кажется, попытаться получить величину поляризации абсолютно-чистой атмосферы, изучая зависимость величины поляризации от коэффициента прозрачности атмосферы и вычисляя экстраполяцией величину поляризации для значения коэффициента прозрачности, отвечающего абсолютно-чистой атмосфере.

§ 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Подводя итоги успехам в области исследования атмосферного рассеяния света, мы можем, вспоминая приведенные в начале этого обзора слова Рэлея, сказать следующее.

Теория, приписывающая происхождение небесного света рассеянию света молекулами воздуха, может считаться теперь общепринятой. Эта теория, принимающая во внимание анизотропию молекул воздуха и двухкратное рассеяние света в атмосфере, может быть квалифицирована, как второе приближение к действительности. Своему развитию она в значительной степени обязана исследованиям поляризации неба, более настойчиво требовавшим и требующим достаточно разработанной и уточненной теории, нежели спектрофотометрические исследования небесного света и исследования поглощения света в атмосфере. Посторонние частицы атмосферы (не молекулы воздуха), при достаточно нормальном состоянии последней, играют очень незначительную роль в явлениях атмосферного светорассеяния, исключая разве только более или менее заметную роль водяного пара в явлениях поглощения света. Дальнейшая разработка теории атмосферного свето-

¹⁾ Strutt (Rayleigh). Proc. Roy. Soc. XCV, 155; XCVII. 435; XCVIII, 57.

²⁾ Raman and Rao. Phil. Mag., 46, 426 (1923).

рассеяния должна бы, казалось, протекать в направлении более точного учета указанных выше двух факторов — анизотропии молекул и двухкратного рассеяния, т.-е. в направлении более детальной разработки теории абсолютно-чистой атмосферы. Для успешного сравнения выводов этой теории с данными наблюдений, необходимо „очищать“ атмосферу от „загрязняющих“ ее посторонних частиц, выводя из наблюдений достаточно точную и надежную картину явлений рассеяния света в абсолютно-чистой атмосфере; эта картина может быть использована и для целей чистой физики¹⁾.

¹⁾ Примеч. при корректуре. В настоящее время автор, обработав Ай-н-Штринские наблюдения иным, более совершенным способом, получил несколько иное значение величины поляризации неба при абсолютно-чистой атмосфере, а именно 856. С другой стороны, автор развил более совершенную теорию поляризации неба, которая выражена формулой (18). Эта теория и значение величины поляризации 856 дали для коэффициента анизотропии молекул воздуха значение 0,046. И. Т.