Рассеяние электромагнитной волны на частицах: теории Рэлея и Ми

Д. А. Северов
Институт глобального климата и экологии Росгидромета и РАН
Институт географии РАН

В докладе Сергей Михайлович Семенов достаточно подробно описал электромагнитную волну, которая распространяется в пространстве. Я хочу более подробно рассказать, как происходит рассеяние этой волны на частицах.

В случае, когда размер частиц много меньше длины волны излучения (рэлеевское рассеяние), проще всего было бы взять результат теории Ми и упростить его для этого случая. Так сказать, пойти от общего к частному. Но этот подход не совсем нагляден. С другой стороны, угловое распределение рассеянного излучения можно для этого случая более наглядно описать с помощью элементарных представлений об электромагнитной волне.

На слайде 2 схематично изображена плоская электромагнитная волна. Волновой фронт ее плоский, т.е. поверхность, на которой фаза колебания напряженности электрического поля $\boldsymbol{E}$ (ось 0X) и магнитного поля $\boldsymbol{H}$ (ось 0Y) одна и та же. Амплитуда колебаний в разных точках фронта может быть различной, но остается неизменной, если отсутствует поглощение или рассеяние излучения. В пустом пространстве фронт перемещается со скоростью света в направлении, ему перпендикулярном (0Z). Пунктиром показано положение части волнового фронта для двух значений фазы колебания. Сам же фронт неограниченно простирается – это плоскость, параллельная X0Y. В естественных условиях реализовать такой фронт невозможно. Это потребовало бы бесконечного по протяженности источника излучения. В ограниченной области это сделать сравнительно просто, поместив точечный источник света в фокусе собирательной линзы, что дает параллельный пучок света с приближенно плоским фронтом. Также практически плоским может считаться волновой фронт света, доходящего до нас от звезд, хотя он в действительности представляет собой сферу с весьма большим по нашим меркам радиусом.

На слайде 3 схематически изображен фронт сферической волны в виде окружности. В отличие от плоской волны амплитуда колебания напряженности поля (векторы $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$) этой волны убывает обратно пропорционально расстоянию r от источника, что дает снижение интенсивности излучения $I(r)$ обратно пропорционально квадрату расстояния от источника, так как в нашем случае $I \sim \boldsymbol{E}^2$·Эти зависимости от r для $\boldsymbol{E}(r)$ и $I(r)$ справедливы лишь на большом удалении от источника в сравнении с размером излучателя и длиной волны. В противном случае мы имели бы неограниченный рост амплитуды с приближением к источнику.

Индикатриса рэлеевского рассеяния света представляет собой относительное угловое распределение рассеянного излучения в виде сферической волны. Волновой фронт набегающей волны предполагается плоским. Волна, распространяющаяся в пустом пространстве, не рассеивается. Не рассеивается она и при прохождении в однородной среде, допустим, в чистом стекле. Но если есть

неоднородность, например, в виде частицы из диэлектрика, то электрическое поле набегающей плоской волны поляризует этот объект, делая его источником вторичной рассеянной волны со сферическим фронтом. Это следствие того, что поляризация диэлектрика переменным полем приводит к ускоренному движению в нем электрических зарядов в направлении поля, что, как уже говорилось в предыдущем докладе, делает их источником вторичной сферической электромагнитной волны. Можно предположить, что поляризация диэлектрика и электрическое поле вторичной волны пропорциональны напряженности электрического поля набегающей волны. Этим определяется амплитуда волны, рассеянной в прямом и обратном направлении по отношению к набегающей волне. Для других направлений следует учитывать поперечный характер электромагнитной волны, в которой колебание напряженности поля (***E*** и ***H***) происходит в плоскости перпендикулярной направлению ее распространения, а продольная составляющая поля отсутствует. Иными словами, для оценки амплитуды волны, рассеянной в каком-либо направлении, следует учитывать перемещение зарядов только в направлении перпендикулярном направлению рассеяния.

Помимо плоскости волнового фронта набегающей волны определим для дальнейшего изложения еще две плоскости (слайд 4): плоскость, содержащую вектор ***E*** и ось 0Z (направление распространения плоской волны), назовем ее плоскость “*E*”, и плоскость “*H*” для направлений вектора ***H*** и оси 0Z.

На слайде 4 приведены диаграммы направленности рассеянного излучения для двух предельных случаев. Слева, для направлений рассеяния, лежащих в плоскости “*E*”, диаграмма направленности имеет вид восьмерки, а справа для направлений в плоскости “*H*”, где поперечная составляющая электрического поля не зависит от угла между падающей и рассеянной волной, диаграмма направленности круговая. При повороте плоскости рассеяния от “*E*” к “*H*” диаграмма направленности будет эволюционировать от восьмерки к окружности.

На слайде 5 показано преобразование составляющих электрического поля как функция поворота плоскости рассеяния на угол ψ от плоскости “*E*” и угла отклонения направления рассеянной волны θ от направления падающей волны (ось 0Z). Положение новых координатных осей отмечено штрихом. Углы поворота ψ и θ, известные как углы Эйлера (два угла из трех его имени), в сущности, это то же самое, что географические долгота и широта места. Отличие лишь в том, что географическая широта отсчитывается от экватора к полюсам, а угол ψ отсчитывается от одного полюса к другому.

Волна, распространяющаяся в направлении $0Z^{/}$, определяется только двумя поперечными составляющими по осям $0X^{/}$ и $0Y^{/}$, что приводит к угловой зависимости интенсивности рассеянной волны в виде

$$I(\theta,\psi) \sim E_X^2 \, (\cos^2\psi + \cos^2\theta \cdot \sin^2\psi).$$

Полученное выражение описывает рассеяние так называемой линейно поляризованной волны, т.е. с постоянным направлением вектора напряженности поля $\boldsymbol{E} = \{E_X, 0, 0\}$. Естественный свет, например, солнечный представляет собой набор волн с хаотическим направлением вектора напряженности поля. Для это-

го случая правомерно осреднение $I(\theta,\psi)$ по углу ψ , что приводит к известной рэлеевской индикатрисе рассеяния, изображенной на слайде 6 в виде симметричной по двум осям замкнутой кривой (напоминает гантель).Рэлеем рассмотрен случай, когда размер неоднородности много меньше длины волны. Густав Ми решил задачу рассеяния плоской волны на однородной диэлектрической шарообразной частице с комплексным показателем преломления, т.е. с учетом поглощения частицей некоторой доли энергии, без ограничения на соотношение размера частицы и длины волны.

На слайде 7 показаны расчетные индикатрисы рассеяния на сернокислотном аэрозоле по теории Ми для двух соотношений между радиусом частицы и длиной волны. Верхняя индикатриса, рассчитанная для отношения 1:10, отличается от рэлеевской уже заметной асимметрией с вытянутостью в направлении падающей волны. Нижняя индикатриса рассчитана для отношения 1:1 и ее асимметрия столь велика, что рассеяние в обратном направлении в линейном масштабе $I(\theta)$ практически не просматривается. В логарифмическом масштабе для $I(\theta)$ (с постоянной добавкой d чтобы радиус-вектор оставался положительным), на слайде 8 , виден сложный характер индикатрисы с пятью дополнительными симметричными лепестками, которых не было у предыдущих индикатрис. Отношение интенсивности рассеянной волны в прямом и обратном направлении 107:1, что отмечено красными точками.

Формулы Ми, по которым проводился расчет индикатрис, приведены на слайде 9 . Несмотря на то, что это не точное решение, а приближенное в предположении большого удаления от частицы в сравнении с ее размером, вид формул все еще несколько громоздок. Сделанное предположение об удаленности точки наблюдения от рассеивающей частицы не препятствует применению этих формул для описания многократного рассеяния излучения на совокупности достаточно удаленных друг от друга частиц. Причем, сферический фронт рассеянной волны при подходе к следующей частице может приближенно рассматриваться уже как плоский.

Г. Ми решал эту задачу, пользуясь системой уравнений Максвелла, которые приведены на слайде 10 в абсолютной системе единиц. В этой системе уравнений вектор $\boldsymbol{D}$ – индукция электрического поля в диэлектрике - соответствует употребленному ранее термину «поляризация диэлектрика», а уравнение $\boldsymbol{D}=\varepsilon\cdot\boldsymbol{E}$ показывает, что индукция пропорциональна напряженности электрического поля. Предположение о пропорциональности амплитуды рассеянной волны амплитуде набегающей волны также следует из уравнений Максвелла и формул Г. Ми.

Интерес к рассеянию света малыми частицами усилился в последнее время в связи с возможностью применения аэрозоля для противодействия потеплению климата. Эта идея была высказана М.И. Будыко в 1970-х годах, а в нашем веке интерес к этой идее возродил Ю.А. Израэль. В чем состоит эта идея. На слайде 11 представлена уже знакомая картина потоков излучения в атмосфере Земли. К отмеченным существующим потокам добавляется еще один, вызванный рассеянием света в искусственно созданном слое аэрозоля, расположенного в стратосфере.

На первом этапе оценки возможного эффекта было подсчитано количество солнечной радиации, рассеянной искусственным аэрозолем в космос. Эта оценка неполная, поскольку помимо рассеяния света искусственным аэрозолем имеет место молекулярное рассеяние и рассеяние естественным атмосферным аэрозолем. Причем оптическая толща слоя для каждого вида рассеяния одинаково возрастает с увеличением угла падения солнечного излучения к поверхности слоя. При этом рассеяние в космос искусственным аэрозолем части потока солнечной радиации вовсе не означает, что на эту величину уменьшится поток радиации, достигающий земной поверхности.

Более обоснованная оценка ослабления потока солнечной радиации, достигающего подстилающей поверхности, может быть получена при учете всех значимых видов рассеяния, как это показано на слайде 12 . В расчетной модели учтено молекулярное рассеяние в атмосфере, рассеяние искусственным и естественным аэрозолем, рассеяние света подстилающей поверхностью. На слайдах 13-15 показано процентное ослабление искусственным аэрозолем суммарного потока солнечной радиации, поглощенного земной поверхностью освещенного полушария. Количество сернокислотного аэрозоля – 1 Мт. Аэрозоль расположен в слое толщиной 1 км на высоте 12 км. На слайде 13 распределение аэрозоля равномерное над всей земной поверхностью, на слайдах 14-15 аэрозоль размещен различным образом по широтным зонам. Как видно по этим рисункам, эффект уменьшения поглощенной земной поверхностью радиации невелик даже при оптимальном размере частиц искусственного аэрозоля из-за сильной вытянутости вперед индикатрисы рассеяния (ранее на частном примере было показано, что интенсивность света, рассеянного вперед, на два порядка больше, чем рассеянного назад).

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ.