

ИНВЕРСИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ  
ЗАВИСИМОСТИ СВЕТОРАССЕЯНИЯ

Н. А. Войшвилло

Описано обнаруженное явление резкого изменения спектра рассеянного излучения, которое происходит при изменении оптической толщины рассеивающего слоя, т. е. кратности рассеяния. При малых оптических толщинах (рассеяние однократно) в рассеянном свете преобладает коротковолновое излучение, при больших, напротив, длинноволновое.

В общем случае спектр рассеянного излучения отличается от спектрального состава падающего пучка света. При однократном рассеянии спектр рассеянного излучения полностью обусловлен закономерностями рассеяния света элементарным объемом рассеивающей среды. Этой закономерностью определяется и спектральный состав прямого нерассеянного пучка света, прошедшего через слой с толщиной  $z$ ,

$$t_r(\lambda) = e^{-\sigma(\lambda)z}$$

хорошо известный закон Бугера для непоглощающей среды с показателем рассеяния

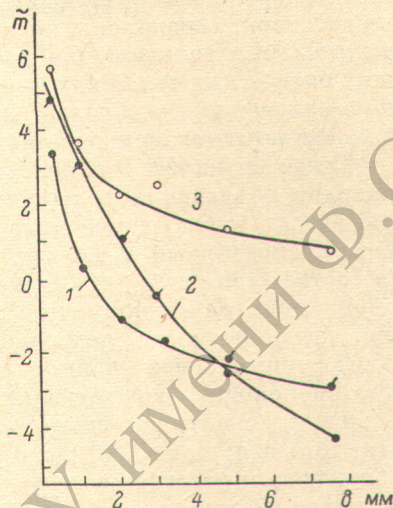
$$\sigma(\lambda) = \frac{1}{2} \int_0^\pi k(\lambda, \gamma) \sin \gamma d\gamma,$$

где  $k(\lambda, \gamma)$  — показатель направленного рассеяния под углом  $\gamma$  и  $t_r(\lambda)$  — коэффициент направленного пропускания. Очевидно, что спектр однократно рассеянного света в некотором направлении определяется характером зависимости  $k(\lambda, \gamma)$  от  $\lambda$ . Хорошо известно, что при релеевском рассеянии зависимость от длины волны одинакова как для  $k(\lambda, \gamma)$ , так и для  $\sigma(\lambda)$ ; при соизмеримости размера рассеивающей частицы с длиной волны зависимость  $k(\lambda, \gamma) = f(\lambda)$  различна для разных углов рассеяния  $\gamma$ . Имеется небольшое число работ [1-3], посвященных изучению спектральной зависимости светорассеяния отдельной частицы или слабо мутных однократно рассеивающих объектов. Однако совершенно неизученным остается вопрос о том, меняется ли, а если меняется, то каким образом, спектр рассеянного излучения при увеличении кратности рассеяния. Здесь для теоретической оценки необходимо решить уравнение переноса излучения при заданной закономерности однократного рассеяния (и для разных оптических толщин, если ставится задача определения спектральной зависимости рассеянного излучения при разных кратностях рассеяния). Сложность теоретического рассмотрения такой задачи определяет целесообразность ее экспериментального решения. Однако автору неизвестны публикации по этому вопросу. Отчасти их отсутствие можно объяснить тем обстоятельством, что всегда ограниченные возможности приборов и установок, с одной стороны, и свойства обычно используемых экспериментаторами рассеивающих сред, с другой, не позволяют исследовать широкий диапазон оптических толщин  $\tau$ , и поэтому прослеживается лишь ограниченный набор кратностей рассеяния. Еще в большей мере сказанное

справедливо для естественных природных объектов. Цвет моря, облаков, неба, определяемый спектром рассеянного ими света, мы наблюдаем при почти фиксированных значениях оптической толщины. Всем понятен голубой цвет неба, обусловленный релеевской закономерностью его однократного рассеяния, однако ответ на вопрос о том, какого цвета стало бы небо, если бы его оптическая толщина возросла в тысячу раз, далеко не очевиден. С рассматриваемой точки зрения исключение составляет особый класс рассеивающих сред — светорассеивающие стекла [4]. В этом случае толщинам образцов из отдельных сортов светорассеивающих стекол от десятых долей миллиметров до нескольких сантиметров, удобным для экспериментирования, соответствует диапазон оптических толщин от нескольких до  $\sim 1000$  единиц, что дает реализацию в образцах широкого набора кратностей рассеяния. В настоящем сообщении излагаются результаты экспериментального изучения спектра излучения, рассеянного слоями микро-неоднородного натриевоборосиликатного стекла, образцы которого во время опытов располагались перпендикулярно к падающему пучку. Толщина образцов менялась от 0.34 до 7.65 мм, чему соответствует диапазон оптических толщин

Зависимость показателя степени  $\tilde{m}$  от геометрической толщины слоя.

1, 2 —  $\gamma=30^\circ$ , 3 —  $\gamma=150^\circ$ . 1 — участок спектра от 430 до 560 нм; 2, 3 — участок спектра от 570 до 640 нм. Угол  $\gamma$  отсчитывается от направления распространения освещающего пучка.



1.5 ÷ 33.0 (для  $\lambda=550$  нм). Измерения при помощи установки, описанной в [5], производились в видимом участке спектра, где поглощение в стекле практически отсутствует.

Можно считать, что в образце минимальной толщины превалирует однократное рассеяние, и кратность рассеяния растет по мере увеличения толщины рассеивающего слоя стекла. В процессе опыта для каждой длины волны  $\lambda$  измерялась величина  $a(\lambda, \gamma)$ , прямо пропорциональная отношению рассеянного образцом потока к упавшему на него:  $a(\lambda, \gamma) = i(\lambda, \gamma) / i_0(\lambda)$  где  $i(\lambda, \gamma)$  — сигнал, пропорциональный яркости пучка света с длиной волны  $\lambda$ , рассеянного образцом в направлении  $\gamma$ , отсчитываемом от направления распространения освещающего пучка. Сигнал  $i_0(\lambda)$  пропорционален яркости освещающего пучка с той же длиной волны  $\lambda$  (измерения без образца). Измерения  $i(\lambda, \gamma)$  производились в двух фиксированных направлениях:  $\gamma=30^\circ$  (излучение рассеивается в переднюю полусферу) и  $\gamma=150^\circ$  (излучение рассеивается в заднюю полусферу). Очевидно, что зависимость  $a(\lambda, \gamma) = f(\lambda)$  есть ничто иное, как спектральная кривая яркости рассеянного излучения в относительных единицах. Количественную характеристику спектра рассеянного света удобно представить показателем степени  $\tilde{m}$  при длине волны в выражении  $L(\gamma) = C / \lambda^{\tilde{m}}$ , где  $L(\gamma)$  — яркость и  $C$  — постоянная в некотором интервале спектра, не зависящая от длины волны. Для определения показателя степени  $\tilde{m}$  удобно использовать построение графика  $\lg [a(\lambda, \gamma)] = f[\lg \lambda]$ , на основе которого  $\tilde{m}$  определяется по значению тангенса угла наклона отдельных участков указанной зависимости. Для исследованных образцов  $\tilde{m}$  не постоянен по всему видимому участку спектра, поэтому его значение определялось для двух широких спектральных диапазонов. Результаты определения  $\tilde{m}$  для двух углов рассеяния в зависимости от толщины слоя представлены на рисунке. Прежде всего, из графика следует вывод о существенной зависимости показателя

степени  $\tilde{m}$  от толщины образца. Эти различия в значениях  $\tilde{m}$  при переходе от одного образца к другому отражают изменение спектра рассеянного излучения, которое происходит в результате нарастания кратности рассеяния. В наиболее тонком образце рассеяние, в основном, однократно и в этом случае  $\tilde{m}$  характеризует спектральную закономерность рассеяния света элементарным объемом среды. Как видно по значениям  $\tilde{m} > 4$ , однократное рассеяние (при  $z=0.34$  мм) характеризуется очень высокой селективностью рассеянного излучения, в спектре которого наблюдается резкое преобладание коротковолнового излучения. Это явление в натровоборосиликатном стекле для интегрального (по всем направлениям рассеяния) излучения наблюдалось еще ранее и объясняется кооперативным характером однократного рассеяния [3, 5-7]. Однако наибольший интерес на этом графике вызывает резкое падение значения  $\tilde{m}$  с толщиной слоя, связанное с переходом через нулевое значение в область отрицательных величин (для прошедшего света). Это значит, что при больших оптических толщинах, т. е. высоких кратностях рассеяния, в рассеянном излучении преобладает длинноволновое излучение, в то время как для однократного рассеяния характерна обратная картина.

Такое явление в научной литературе ранее не было описано и оно не находит объяснения в рамках существующих теорий рассеяния света. Физически наблюдаемое явление можно объяснить следующим образом: хотя элементарный объем сильнее рассеивает коротковолновое излучение (в соответствии с  $\tilde{m} > 0$ ), однако по этой причине прямой пучок по мере проникновения в толщу слоя все более обедняется, и поэтому рассеивающие неоднородности, лежащие на большой глубине, освещаются пучком, обогащенным более длинноволновым излучением. Наложением этих двух противоположно действующих факторов и определяется (в грубом приближении) спектр рассеянного света. Наблюдаемую инверсию спектра рассеянного излучения, согласно такому толкованию, можно объяснить преобладающим действием второго фактора при больших оптических толщинах слоя. Разумеется, такое объяснение является сильно упрощенным толкованием реальной картины — в нем не учитывается «засветка» элементарного объема, которая создается многократно рассеянным светом, обладающим, в свою очередь, собственным спектром излучения.

Можно предположить, что если бы рассеяние элементарного объема не характеризовалось столь высокой величиной показателя степени  $\tilde{m}$ , описанное явление не удалось бы наблюдать, т. к. именно по причине высоких значений  $\tilde{m}$ , соответствующих однократному рассеянию, происходит резкое обеднение прямого пучка коротковолновым излучением по мере проникновения его в толщу среды.

#### Литература

- [1] M. Kerker. The scattering of light and other electromagnetic radiation, 338. Acad. Press, New York—London, 1969.
- [2] Л. В. Смирнов. Коллоидный ж., 1, 80, 1935.
- [3] М. М. Гуревич. ЖТФ 23, 986, 1953.
- [4] Каталог светорассеивающих стекол (оптических). Изд. ГОИ, 1975.
- [5] Н. А. Войшвилло. Опт. и спектр., 3, 291, 1957.
- [6] А. И. Колядин. Опт. и спектр., 1, 907, 1956.
- [7] Н. А. Войшвилло. Опт. и спектр., 12, 412, 1962.

Поступило в Редакцию 19 февраля 1979 г.