

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ИНТЕРФЕРИРУЮЩИХ ВОЛН

Г. В. Дрейден, Ю. И. Островский и В. С. Сухоружих

В практике интерференционного исследования прозрачных неоднородностей и контроля формы оптических поверхностей могут встретиться случаи, когда исследуемый объект и вносимые им в волновой фронт искажения обладают хаотической микроструктурой, препятствующей получению интерференционной картины.

В настоящем сообщении описан прием, позволяющий получить интерференционную картину и в этом случае. Для этого в интерференционную схему вводится фильтр, подавляющий высшие гармоники спектра пространственных частот объекта.

Схема установки представлена на рис. 1 (см. стр. 228). В качестве источника света служил гелий-неоновый лазер ЛГ-36А. В оба плеча интерферометра Цендера-Маха вводились одинаковые линзы ($L_1, L_2, f=20$ см), равноудаленные от выходного светоделительного зеркала M . За этим зеркалом распространялись, таким образом, две сферические волны с близкими радиусами кривизны.

В фокальной плоскости линзы L_2 устанавливалась рисовая диафрагма с пределами раскрытия от 0.6 до 15 мм. В другом плече помещался attenuator, состоящий из двух поляризаторов — неподвижного P_1 , ориентированного на максимум пропускания, и P_2 , который можно было вращать вокруг оптической оси. Attenuator служил для поддержания оптимального (близкого к единице) отношения интенсивностей интерферирующих пучков. Интерференционная картина фотографировалась в плоскости N , сопряженной с плоскостью объекта O .

Описанная схема позволяла получать контрастную интерференционную картину при введении в предметный пучок интерферометра не только оптически обработанных, но и шлифованных деталей.

На рис. 2 (см. стр. 228) представлены фотографии интерференционной картины, полученные при введении в интерферометр шлифованной пластины. Они получены при различных диаметрах диафрагмы; соотношение пучков во всех случаях было близко к единице. Как видно из фотографий, уменьшение размеров диафрагмы приводит к появлению контрастных полос, что сопровождается возникновением характерной для когерентного света зернистой структуры.

Авторы предполагают, что описанный прием может оказаться полезным при изучении турбулентных газовых и плазменных потоков, для интерференционного контроля оптических деталей на стадии шлифовки, а также для интерференционно голографического сравнения поверхностей, обладающих сложной формой и структурой. В зависимости от решаемой задачи могут применяться пространственные фильтры различной формы, а также согласованные фильтры, выделяющие из исследуемой волны заранее заданные признаки.

Поступило в Редакцию 10 февраля 1971 г.

[УДК 539.194+535.34-15]: 546.212

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО ПОЛЯ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ НА НАБЛЮДАЕМЫЙ СПЕКТР ЖИДКОЙ ВОДЫ В ОБЛАСТИ $4000 \div 0.01$ см⁻¹

Б. А. Михайлов

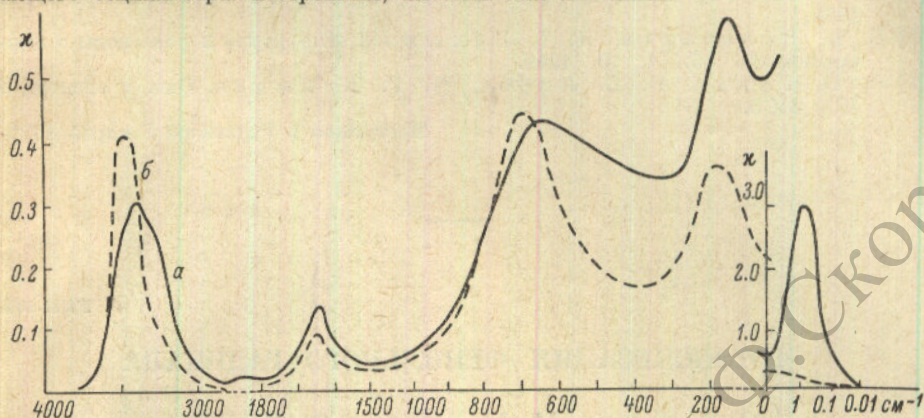
Целью настоящей работы являлось проведение учета влияния эффективного поля световой волны для спектра жидкой воды в широком спектральном интервале, т. е. для полос поглощения различных как по характеру, так и по оптическим параметрам. Возможность такого учета появилась после расчета оптических постоянных n и k жидкой воды в широкой области спектра $1 \div 10^6$ мкм (рис. 1, [1]).

Как было показано ранее [2-4], поглощательная способность молекулы, характеризующаяся спектральной плотностью коэффициента Эйнштейна $B(\nu)$, может существенным образом отличаться от спектрального хода бугеровского коэффициента поглощения $K(\nu)$, особенно в случае сильных полос ($x \gg 0.3$, где $K(\nu) = 4\pi x \nu$). При этом спектр $B(\nu)$ связан со спектром $K(\nu)$ корректирующим множителем $\theta(\nu)$.

Появление корректирующего множителя $\theta(\nu)$ обусловлено отличием эффективного поля световой волны $E_{эф.}$, действующего на молекулу в среде, от среднего поля $E_{ср.}$ в этой же среде, поэтому определение спектрального хода коэффициента Эйнштейна

сводится к вычислению корректирующего множителя $\Theta(\nu)$, который зависит от значений показателя преломления \bar{n} ($\bar{n} = n - i\kappa$) исследуемого вещества и поляризуемости α , а также онзагеровского радиуса молекулы r , величина которого коррелирует с рентгеноструктурным радиусом [5].

Однако применение расчетных формул [6], основанных на модели Онзагера и введенных для случая анизотропно поляризующихся молекул, требует ряда физических предположений о характере молекулы как поглощающего центра, т. е. каждую исследуемую полосу поглощения следует моделировать соответствующим типом поглощающего осциллятора: изотропным, плоским или линейным.



Спектр жидкой воды в коэффициентах $\kappa = \frac{K(\nu)}{4\pi\nu}$ (а) и в коэффициентах $\kappa\Theta(\nu)$ (б).

На рисунке представлен спектр жидкой воды в коэффициентах κ и $\kappa\Theta$. Полосы внутри молекулярных колебаний моделировались линейным осциллятором. Это относится к валентной полосе (максимум 3420 см^{-1}) и полосе деформационного колебания (максимум 1640 см^{-1}). Межмолекулярные колебания моделировались изотропным или пространственным осциллятором. На рисунке это полосы с максимумами 670 см^{-1} (либрационное колебание), 170 см^{-1} (трансляционное колебание), а также полоса релаксационных колебаний с максимумом 1 см^{-1} . Из рисунка видно, что практически для всех полос можно отметить общие изменения контура спектра $B(\nu)$ по сравнению с наблюдаемым — сдвиг частоты максимума поглощения в высокочастотную область и деформация (уменьшение интенсивности) низкочастотной области, т. е. области максимального значения показателя преломления (см. таблицу).

Проведенная оценка погрешности расчета $\Theta(\nu)$ в зависимости от α и r показала, что в рамках одной из моделей увеличение α на 8% приводит к соответствующему увеличению $\Theta(\nu)$ тоже на $6 \div 8\%$, а изменение r (при фиксированном α) на $3 \div 4\%$ приводит к изменению $\Theta(\nu)$ на $6 \div 8\%$. Необходимо отметить, что все допущения, принимаемые при расчете $\Theta(\nu)$ (включая и выбор модели), дают гораздо большую погрешность. Поэтому эти данные по учету поправки $\Theta(\nu)$ следует понимать как первую попытку учета влияния эффективного поля световой волны на наблюдаемый спектр жидкой воды. В последующем результаты могут быть уточнены при условии применения более совершенной модели системы «исследуемая молекула — среда».

Интересно отметить, что после проведения учета влияния эффективного поля для релаксационной полосы с максимумом 1 см^{-1} ее интенсивность уменьшилась в среднем на порядок, хотя наблюдаемый спектр в максимуме имеет значение $\kappa = 2.9$. Объяснение этому следует из того, что в области ориентационной поляризуемости молекул, а следовательно, и большой диэлектрической постоянной $\epsilon = 81$ очень сильно возрастает эффективное поле, что приводит в свою очередь к увеличению поглощения в наблюдаемом спектре полосы, обусловленной взаимодействием молекул среды с эффективным или внутренним полем. Проведенный учет поправки $\Theta(\nu)$ показал, что на самом деле поглощательная способность молекул воды в этой области спектра значительно меньше наблюдаемой. Этот результат является подтверждением правильности предположения по учету влияния эффективного поля световой волны на наблюдаемый спектр.

Полученные результаты с учетом поправки $\Theta(\nu)$, возможно, позволят в дальнейшем более корректно подойти к вопросу изучения структуры жидкой воды, а также уточнить отнесение обертоновых и составных частот, для которых учет поправки не является принципиальным и не приводит к сдвигу частот.

В заключение пользуясь случаем выразить благодарность В. М. Золотареву и О. П. Гирину за обсуждение работы.

Значения частот основных максимумов (в обратных сантиметрах)

В спектре $K(\nu)$	В спектре $B(\nu)$
3420	3480
1640	1650
670	700
175	200
1	—

- [1] В. М. Золотарев, Б. А. Михайлов, Л. И. Альперович, С. И. Попова. *Опт. и спектр.*, 27, 790, 1969.
 [2] Н. Г. Бахшиев, О. П. Гирин, В. С. Либов. *ДАН СССР*, 145, 476, 1962.
 [3] Н. Г. Бахшиев, О. П. Гирин, В. С. Либов. *Опт. и спектр.*, 14, 476, 1963.
 [4] В. С. Либов, Н. Г. Бахшиев, О. П. Гирин. *Опт. и спектр.*, 25, 438, 1968.
 [5] В. М. Золотарев, Н. Г. Бахшиев. «Структура и роль воды в живом организме», сб., 1, 70, 1968.
 [6] О. П. Гирин, В. С. Либов, Н. Г. Бахшиев. *Опт. и спектр.*, 28, 273, 1970.

Поступило в Редакцию 5 марта 1971 г.

УДК 541.14

ФОТОИОНИЗАЦИЯ ФЕНИЛЬНОГО РАДИКАЛА

Ю. Л. Сергеев, М. Е. Акопян и Ф. И. Вилесов

При исследовании процессов фотоионизации галоидбензолов [1] была определена теплота образования ионов $C_6H_5^+$ (271 ± 1.5 ккал./моль). Предполагая, что у порогов появления $C_6H_5^+$ имеют структуру фенильных ионов, из этой величины и известных значений теплот образования фенильного радикала (72 ± 2 ккал./моль [2], 80 ± 1 ккал./моль [3]) были получены два значения потенциала ионизации фенильного радикала (8.6 ± 0.2 и 8.2 ± 0.2 эв), которые оказались значительно ниже величин, определенных при ионизации свободных радикалов электронами (9.2 эв [4], 9.35 эв [5]).

Такое различие может быть обусловлено иной структурой ионов $C_6H_5^+$ или низкой точностью приведенных в работах [4, 5] данных. Для выяснения этого вопроса было проведено исследование фотоионизации свободных фенильных радикалов методом фотоионизации.

Работа выполнена на масс-спектрометре с фотоионизацией созданного на основе масс-спектрометра МИ-1305. В качестве источника света использовалась высоковольтная водородная лампа. Спектральная ширина щелей вакуумного монохроматора типа Сейя—Намюка составляла 0.6 нм (около 0.05 эв). Для получения фенильных радикалов использовался пиролиз фенилсодержащих молекул на ленте из нержавеющей стали, расположенной в ионизационной коробочке масс-спектрометра и нагреваемой до температуры 500—800° С. Для задержки термоэмиссионных ионов между лентой и ионизационной коробочкой прикладывался небольшой положительный потенциал.

В качестве исходных соединений были опробованы иодбензол, дифенилртуть, тетрафенилсвинец, тетрафенилолово и азобензол. Все соединения, кроме иодбензола, при комнатной температуре обладают недостаточной упругостью паров. Поэтому навеска исходного соединения в стеклянной ампуле помещалась в непосредственной близости к ионизационной коробочке и могла нагреваться до необходимой температуры (100—150° С) либо специальной печкой, либо лентой, на которой осуществлялся пиролиз. Источник ионов и камера источника поддерживались при температуре 150° С.

Наилучшим источником фенильных радикалов в наших условиях оказался азобензол. Металлоорганические соединения разлагались в заметной степени при нагреве до 100—150° С, что приводило к повышенной концентрации вторичных продуктов (главным образом бензола и дифенила) и затрудняло интерпретацию результатов. При пиролизе азобензола вклад вторичных продуктов пренебрежимо мал.

Максимальный ток ионов $C_6H_5^+$, образующихся при фотоионизации радикалов квантами с энергией 10.2 эв, на выходе масс-спектрометра составлял 10^{-15} а. Измерения ионных токов проводились с помощью вторично-электронного умножителя с непрерывными диодами при постоянной интеграции 1 сек. В припороговой области для уменьшения фона, обусловленного рассеянием светом, применялся флуоритовый фильтр.

Спектральная зависимость эффективности фотоионизации фенильного радикала приведена на рисунке. Порог ионизации находится в области 8.1 ± 0.1 эв. Его положение хорошо согласуется с меньшим из приведенных выше значений потенциала ионизации, полученных при исследовании процессов фотоионизации галоидбензолов [1]. Сечение фотоионизации у порога мало и медленно растет до энергии ~ 9 эв. В области энергий 9—10 эв сечение линейно зависит от энергии фотонов. Хотя переход к линейной части кривой осуществляется плавно, по-видимому, энергия 9.1 ± 0.1 эв может соответствовать второму потенциалу ионизации фенила, который следует сопоставить значениям, полученным методом электронного удара.