

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ФЛУКТУАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

О.А.Шустин, Т.Г.Черневич, С.А.Иванов

Описаны результаты измерения ширины спектральной линии света, рассеянного на флуктуациях концентрации в смеси бромформ-пропиловый спирт. На основе полученных данных рассчитан коэффициент диффузии исследуемых жидкостей

В настоящее время голографические методы находят все более разнообразные применения в исследовании молекулярных процессов. К таким применениям относятся: изучение диффузии [1], движения броуновских частиц [2] и т.д.

Работа посвящена измерению ширины спектральной линии света, рассеянного на флуктуациях концентрации в смеси бромформ-пропиловый спирт. Измерения проводились предложенным авторами голографическим методом, позволяющим определять малые уширения спектральных линий, вызванные какими-либо молекулярными процессами, приводящими к модуляции падающей на объект исследования световой волны. Измерения проводились следующим образом. На одно и то же место фотографической пластинки одновременно падают две световые волны. Во-первых, хаотически модулированная световая волна, рассеянная объектом исследования (предметная волна), и, во-вторых, плоская световая волна от того же лазерного источника света (опорная волна), но составляющая некоторый угол с предметной. Полученная таким образом интерференционная картина не будет стабильной и интерференционные полосы с течением времени будут хаотически смещаться. Если время экспозиции в процессе фотографирования такой голограммы значительно меньше характерного времени модуляции, то полученная на фотопластинке интерференционная картина будет

иметь хорошую видимость. Следовательно, и восстановленная при помощи этой голограммы предметная волна будет характеризоваться достаточно высокой дифракционной эффективностью. При увеличении времени экспозиции видимость зафиксированной на фотопластинке интерференционной картины будет уменьшаться и, соответственно, будет падать дифракционная эффективность полученной голограммы. По определенной экспериментальным путем зависимости дифракционной эффективности от времени экспонирования голограммы можно, как будет показано ниже, определить ширину спектральной линии рассеянной световой волны. При этом величина обратная ширине спектральной линии должна лежать в области используемых времен экспозиций.

На рис. 1 представлена принципиальная схема экспериментальной установки, которая смонтирована на голографическом столе УИГ-2М.

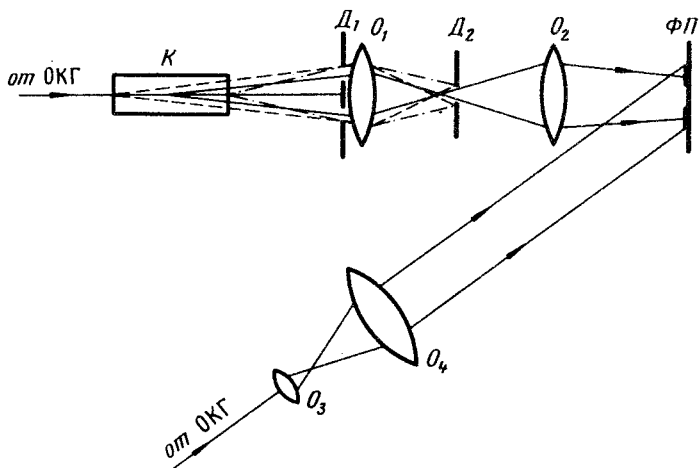


Рис. 1

Световой пучок от аргонового лазера модели 165 (ОКГ) разделяется на два. В одномодовом режиме ($\lambda = 5145\text{Å}$) мощность лазера была $\sim 1,5\text{вт}$. Один из них попадает в кювету (К) с рассеивающей жидкостью. После кюветы располагается система для выделения рассеянного света, состоящая из кольцевой диафрагмы (D_1), линзы O_1 и круглой диафрагмы (D_2). Расстояние от кюветы до кольцевой диафрагмы и диаметр диафрагмы подобраны таким образом, что выделяется свет рассеянный под углом $\theta = 1,88\text{ град}$. Свет рассеянный из центральной части кюветы фокусируется линзой O_1 в центр диафрагмы D_2 ($\varnothing \sim 1\text{мм}$), причем параметры системы подобраны таким образом, что свет рассеянный на дефектах входного и выходного окон кюветы (и, следовательно, на всех прочих деталях установки, расположенных перед и за кюветой) не проходит сквозь диафрагму D_2 . На рис. 1 пунктиром показаны световые лучи рассеянные на окнах кюветы. Полный конус лучей рассеянного света затем падает на фотопластинку (ФП). На то же место фотопластинки падает и опорная волна, прошедшая через расширяющую систему линз O_3 и O_4 . Опыт проводится следующим образом.

На фотопластинке фотографируется серия голограмм с каким-либо определенным временем экспозиции. При этом интенсивности опорной и предметной волн в небольших пределах изменяются пропорционально друг другу при помощи калиброванных нейтральных светофильтров.

Затем на той же пластинке регистрируются серии голограмм с другими временами экспозиции, причем нейтральные светофильтры подбираются таким образом, чтобы почернения у всех серий голограмм были приблизительно одинаковыми. Каждая голограмма представляет собой кружок диаметром 4 – 5 мм. После проявления фотопластинка помещается на прежнее место и при освещении ее опорной волной восстанавливается конус лучей предметной волны. Затем для каждой экспозиции измеряется интенсивность восстановленного изображения и строится зависимость дифракционной эффективности голограммы от ее почернения. Из этих данных можно получить зависимость дифракционной эффективности от времени экспозиции для определенного почернения голограмм.

На рис. 2 точками обозначены экспериментальные значения дифракционной эффективности для света рассеянного двухмолярным раствором бромформа в пропиловом спирте. Время экспозиции изменялось от 1/25 до 1 сек. Значения дифракционной эффективности даны в относительных единицах.

Теоретический расчет зависимости дифракционной эффективности от времени экспозиции производился следующим образом.

Опорную и предметную волны, попадающие на некоторый участок голограммы можно представить как две плоские волны вида:

$$E_1(t) = E_{10} \left(t - \frac{\mathbf{n}_1 \mathbf{r}}{c} \right); \quad E_2(t) = f(\theta, t) E_{10} \left(t - \frac{\mathbf{n}_2 \mathbf{r}}{c} + \frac{\Delta}{c} \right).$$

Здесь \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 – единичные вектора, совпадающие с направлением распространения этих волн, Δ – оптическая разность хода между предметной и опорной волной, $f(\theta, t)$ – модулирующая функция, характеристики которой определяются статическими и динамическими неоднородностями объекта, а также углом рассеяния θ . Кроме того, можно положить, что $f(\theta, t) \ll 1$, так как интенсивность опорной волны существенно превышает интенсивность предметной.

Почернение участка голограммы определяется экспозицией S , равной произведению интенсивности света, попадающего на участок голограммы, на время экспонирования T :

$$S = T \{ I_1 + I_2 + 2K(\tau) \phi(\theta, T) \},$$

где I_1 и I_2 – интенсивности опорной и предметной волн ($I_1 \gg I_2$),

$$I_2 = (I_1/T) \int_t^{t+T} f^2(\theta, t) dt; \quad \tau = \frac{(\mathbf{n}_2 - \mathbf{n}_1) \mathbf{r} + \Delta}{c};$$

$$\phi(\theta, T) = (1/T) \int_t^{t+T} f(\theta, t) dt;$$

$K(\tau)$ – автокорреляционная функция первичного лазерного пучка. При τ много меньших времени когерентности излучения лазера можно положить $K(\tau) = I_1 \cos(\omega_0 \tau)$, где ω_0 – средняя частота лазерного излучения.

Амплитудный коэффициент пропускания голограммы, полученной вышеуказанным способом, в нашем случае, ($I_1 \gg I_2$) равен:

$$\alpha = A/S\gamma^{1/2} \approx \frac{A}{(I_1 T)^{\gamma/2}} \left(1 - \gamma \frac{K(\tau)}{I_1} \phi(\theta, T) \right).$$

Константы A и γ определяются свойствами используемого фотоматериала. Дифракционная эффективность голограммы с таким коэффициентом пропускания, как известно, равна

$$\eta(\theta, T) = \gamma^2 \langle \phi^2(\theta, T) \rangle,$$

где $\langle \phi^2(\theta, T) \rangle$ означает усредненное по всей используемой плоскости голограммы значение величины $\phi^2(\theta, T)$.

Величина $\langle \phi^2(\theta, T) \rangle$ может быть выражена через спектральную интенсивность $G(\theta, \omega)$ исходного процесса $f(\theta, t)$ [3]

$$\langle \phi^2(\theta, T) \rangle = 2 \int_0^{\infty} \left(\frac{\sin \frac{\omega T}{2}}{\frac{\omega T}{2}} \right)^2 G(\theta, \omega) d\omega.$$

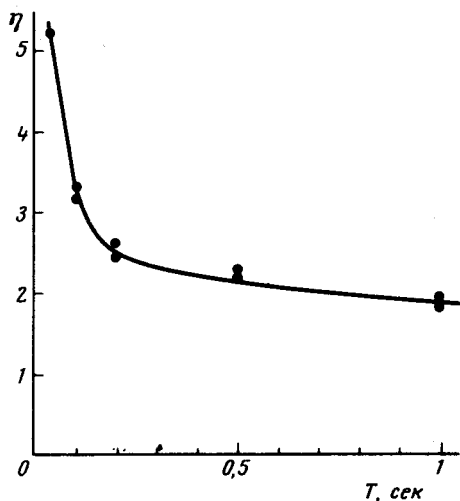


Рис. 2

Полагая контур линии молекулярно рассеянного света лоренцевским $G_L = B/[\omega^2 + \delta^2 \theta]$ и учитывая рассеяние на статических неоднородностях объекта, окончательно получим:

$$\eta(\theta, T) = \gamma^2 \langle \phi^2(\theta, 0) \rangle \left[\sigma + (1 - \sigma) \frac{e^{-x} + x - 1}{x^2} \right], \text{ где } x = \delta(\theta) T.$$

$\sigma = \bar{I}_2 / (\bar{I}_2 + \tilde{I}_2)$, $\bar{I}_2 + \tilde{I}_2 = I_2$, \bar{I}_2 и \tilde{I}_2 — интенсивности света, рассеянного на статических и динамических неоднородностях исследуемого

объекта. На рис.2 построена теоретическая зависимость дифракционной эффективности для разных времен экспозиции для полуширины линии рассеянного света $\delta = 150 \text{ рад/сек}$. Этот результат в пределах ошибок опыта согласуется с данными Арефьева [4] и наших измерений, полученных методом квадратичного детектирования. При построении теоретических точек предполагалось, что фон связанных со статическими неоднородностями составляет 1,7. Ошибка определения в наших опытах составляла 100%, что связано в первую очередь, с малой чувствительностью теоретической зависимости η от T , от ширины линии при используемых в работе временах экспозиции. Эта точность может быть увеличена при переходе к более коротким экспозициям.

Определенное в нашем опыте значение ширины спектральной линии рассеянного света позволило рассчитать коэффициент взаимной диффузии для исследуемых жидкостей, исходя из соотношения [5]

$$\delta = 4n^2 Dk^2 \sin^2(\theta/2),$$

где n – показатель преломления смеси, D – коэффициент диффузии, \mathbf{k} – волновой вектор падающей световой волны. Расчет дал значение $D = 0,38 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$.

Авторы благодарны И.А.Яковлеву за полезные обсуждения затронутых в статье вопросов.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
23 июня 1977 г.

Литература

- [1] О.А.Шустин, Т.С.Величкина, Т.Г.Черневич, И.А.Яковлев. Письма в ЖЭГФ, **21**, 52, 1975.
- [2] G.Maisano, F.Mallamace, P.Migliardo, F.Wanderlingh. Opt. Comm., **13**, 405, 1975.
- [3] С.М.Рытов. Введение в статистическую радиофизику, ч. 1, М., Изд. Наука, 1976.
- [4] И.М.Арефьев. Труды ФИАН, **58**, 1972.
- [5] И.Л.Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., изд. Наука, 1965.